

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Gesamtfakultät

für

Mathematik, Ingenieur- und Naturwissenschaften

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

Vorgelegt von

M.Sc. Anna Ferring-Siebert

aus Thomm

Mündliche Prüfung: 22. April 2024

**Untersuchung des niederfrequenten
Flussrauschens in dc-SQUIDs bei Temperaturen
unter 1 K**

Prüfer: Prof. Dr. Christian Enss
Prof. Dr. Maurits Haverkort

Der Ursprung des niederfrequenten Flussrauschens in supraleitenden Quantenbauteilen wird seit vielen Jahren intensiv untersucht. Dennoch sind bis heute nicht alle Ursachen verstanden. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Vielzahl von unterschiedlichen dc-SQUIDs entworfen, gefertigt und bei Temperaturen unter 1 K eingehend charakterisiert. Insbesondere wurde das niederfrequente magnetische Flussrauschen mit Hilfe verschiedener Messaufbauten gemessen und detailliert analysiert. Zu den untersuchten SQUIDs zählen nicht nur einfache Washer-SQUIDs, sondern auch komplexe, als Stromsensor ausgeführte Parallel- und Seriengradiometer sowie N -SQUID-Serienarrays. Diese stellen eine Serienschaltung aus N einzelnen SQUID-Zellen dar und finden üblicherweise Verwendung als rauscharme Tieftemperaturverstärker. Die durchgeführten Untersuchungen zielen darauf ab, eine Abhängigkeit des niederfrequenten Flussrauschens von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife, von herstellungsbedingten Verunreinigungen isolierender Schichten, von dem verwendeten Material der Leiterschleife oder der Wasserstoffbeladung von Nb-Strukturen zu untersuchen. Es zeigte sich, dass alle aufgeführten Punkte das niederfrequente Flussrauschen beeinflussen und dass eine Optimierung daher das niederfrequente Flussrauschen reduzieren kann. Mit den durchgeführten Messungen konnte somit ein wichtiger Beitrag geleistet werden, um Licht auf die Frage nach Ursache und Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in supraleitenden Quantenbauteilen zu werfen und perspektivisch diesen Rauschbeitrag zu reduzieren.

Investigation of low-frequency flux noise in dc-SQUIDs at temperatures below 1 K

The origin of low-frequency flux noise in superconducting quantum devices has been studied intensively for many years. However, not all sources are understood to date. For this reason a variety of different dc SQUIDs were designed, fabricated and thoroughly characterized at temperatures below 1 K within this thesis. In particular, the low-frequency magnetic flux noise was measured and analyzed in detail using different experimental setups. The SQUIDs investigated include not only simple washer type SQUIDs, but also complex current sensor SQUIDs in form of parallel and serial gradiometers as well as N SQUID series arrays. These consist of N single SQUID cells connected in series and are usually used as low-noise amplifiers operated at low temperatures. The investigations were aimed at studying the dependence of low-frequency flux noise on the SQUID loop inductance, fabrication induced impurities inside insulating layers, on the material forming the SQUID loop or on the hydrogen content of the Nb structures. It turned out that all the points listed influence the low-frequency flux noise and that optimization can therefore reduce the low-frequency flux noise. The measurements carried out thus made an important contribution to shedding light onto the question of the reasons and properties of low-frequency excess flux noise in superconducting quantum devices and to reduce this noise contribution in the future.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Rauschen	7
2.1	Rosa Rauschen	9
2.1.1	Telegrafierauschen	10
2.1.2	Rosa Rauschen in supraleitenden Bauteilen	12
3	dc-SQUIDs	17
3.1	Grundaufbau des dc-SQUIDs und RCSJ-Modell	18
3.1.1	Bewegungsgleichungen des dc-SQUIDs und numerische Lösung	22
3.2	Rauschen in SQUIDs	30
3.2.1	Weißes Rauschen in SQUIDs	31
3.2.2	Niederfrequentes Zusatzrauschen - $1/f$ Anteil	36
3.3	Praktische dc-SQUIDs	42
3.3.1	Washer-SQUIDs mit Einkoppelspulen	42
3.3.2	Gradiometrische SQUIDs	44
3.3.3	SQUID-Arrays	45
4	Experimentelle Methoden und Messtechnik	47
4.1	Linearisierung des Ausgangssignals eines dc-SQUIDs	47
4.2	Zweistufiger dc-SQUID-Aufbau	50
4.3	Methoden der Datenaufzeichnung und -auswertung	54

4.3.1	FFT-Spektrum-Analysator	54
4.3.2	Zeitsignal-Messmethode mit nachfolgender Spektrum-Analyse	55
4.3.3	Datenweiterverarbeitung	57
4.3.4	Kreuzkorrelationsmethode	58
4.3.5	Funktionstüchtigkeit des implementierten Messaufbaus	63
4.3.6	Vergleich verschiedener Auswertungsstrategien	70
4.3.7	Abschätzung der erreichbaren Rauschunterdrückung	71
4.4	Experimenteller Aufbau	73
4.5	Bestimmung der Induktivität der SQUID-Leiterschleife	80
4.6	Herstellung der dc-SQUIDs	82
5	Vergleichende Analyse des Exzessrauschens verschiedenster SQDs	87
5.1	Details über die Herkunft der Daten	88
5.2	Datenanalyse	89
5.2.1	Unterschied zwischen einzelnen SQUIDs und N -SQUID-Arrays	92
5.2.2	Abhängigkeit der Rauscheigenschaften von Material, Produktionsstätte und Bauteilart	94
5.3	Spektrale Leistungsdichte und Energiesensitivität	95
6	Induktivitätsabhängigkeit des Exzessrauschens von dc-SQUIDs	99
6.1	SQUID Design	99
6.1.1	Effektive Fläche der entworfenen SQUIDs	102
6.2	Gemessenes Flussrauschen von dc-SQUIDs mit verschiedenen Induktivitäten	104
6.2.1	Abhängigkeit des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von T und L	105
6.2.2	Vergleich der Energiesensitivität und der spektralen Leistungsdichte	107

6.2.3	Abhängigkeit von f_p und $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ von der Induktivität L	109
6.3	Vergleich mit ähnlichen Experimenten aus der Literatur	114
6.3.1	Diskussion der Daten von S. Anton et al.	115
6.3.2	Diskussion der Daten von F. Wellstood et al.	119
6.3.3	Fazit	124
6.4	Phänomenolog. Beschreibung einer möglichen L -Abhängigkeit der Fitparameter	127
6.5	Ausblick	130
7	Herstellungs-induziertes niederfrequentes Zusatzflussrauschen	133
7.1	Aufbau und Funktionsweise der verwendeten Sputterkanonen	136
7.2	Messung der Magnetisierung von Testfolien	138
7.3	Identifizierung des Problems	141
7.4	Optimierung der Geometrie der Sputterkanonen	145
7.4.1	Quantitative Auswertung der Magnetisierungsmessungen	149
7.4.2	Vergleich mit SiO_2 der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt . . .	152
7.5	Zusammenhang zwischen Energiesensitivität und Magnetisierung	156
8	Einfluss des supraleitenden Materials auf das niederfrequente Flussrauschen	159
8.1	Niederfrequentes Flussrauschen aufgrund von Kernspins	160
8.2	Experimentelle Untersuchung der Materialabhängigkeit des Exzessrauschens	164
8.3	Experimentelle Ergebnisse	168
9	Einfluss von in Nb gespeichertem H auf das niederfrequente Flussrauschen	175

9.1	Beladung von Niob mit Wasserstoff	176
9.2	Gezielte Wasserstoffbeladung von Niobstrukturen	179
9.3	Charakterisierung der wasserstoffbeladenen SQUIDs	183
9.4	Kontrollierte Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff	185
9.5	dc-SQUIDs mit Tankstruktur zur kontrollierten Beladung mit H ₂ . . .	189
9.6	Experimentelle Ergebnisse	191
9.6.1	Zeitliche Änderung der Eigenschaften wasserstoffbeladener SQUIDs	198
10	Zusammenfassung und Ausblick	203
	Literaturverzeichnis	207
	Danksagung	235

1. Einleitung

Niederfrequentes Rauschen mit einem $1/f$ -artigen Frequenzverlauf findet sich in vielen Fachbereichen der Forschung wieder. Angefangen bei Gebieten des täglichen Lebens wie ökonomischen [Kon13] und biologischen [Kob82, Sol16] Prozessen, über das Rhythmus- und Tonhöhenempfinden Musizierender [Vos75, Hen11, Räl15] bis hin zu Vorgängen in der unbelebten Natur wie dem Geräusch eines Wasserfalls [Zhi20], ist das Phänomen des sogenannten rosa Rauschens ubiquitär anzutreffen. Auch in vielen Teilbereichen der Physik ist $1/f$ -artiges Rauschen präsent. Dazu gehört beispielsweise das durch Widerstandsfluktuationen in normalleitenden Schaltkreisen verursachte Funkelrauschen [Joh25, Sch26], das Rauschen von Halbleiterbauelementen [vdZ88], sowie niederfrequentes Flussrauschen in supraleitenden Quantenbauteilen (SQDs¹) wie supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren (SQUIDs) [Cla04, Cla96, Can96] und supraleitenden Quanten-Bits (Qubits) [Mü19, Dev04]. Obwohl sich die Existenz von rosa Rauschen im ein oder anderen Bereich möglicherweise als nützlich erweist, wie etwa bei der Behandlung von Krankheiten mittels akustischer Signale [Pap17], stellt es dennoch meist einen Störfaktor dar, welcher zum Beispiel der erreichbaren Messgenauigkeit von SQUIDs oder der Kohärenzzeit von Qubits Grenzen setzt. Die Untersuchung des niederfrequenten Flussrauschens in supraleitenden Bauteilen zielt daher nicht nur darauf ab, ein Verständnis für das Auftreten dieses Rauschbeitrags zu erlangen, sondern auch Wege zu identifizieren, durch eine Reduktion der Beiträge die Leistungsfähigkeit von SQDs zu erhöhen. Dies wiederum soll sich z.B. positiv auf die Entwicklung eines aus supraleitenden Qubits aufgebauten Quantencomputers auswirken, dessen Realisierung in neuerer Zeit in greifbarer Nähe erscheint [Aru19, Ste11, Bar14, Moh17].

Durch seine quantenmechanische Natur unterscheidet sich ein Qubit fundamental von einem klassischen Bit, wodurch sich für einen aus Qubits aufgebauten Quantencomputer völlig neue Möglichkeiten ergeben, Algorithmen zu realisieren [Rie11, Nie10]. Zudem konnte bereits gezeigt werden, dass Quantencomputer für spezielle Problemstellungen die Leistungsfähigkeit eines klassischen Computers signifikant übertreffen [Sho94, Gro97, Har09, Mon16]. Im Zusammenhang mit supraleitender Elektronik können supraleitende Qubits auf Mikrochips hergestellt werden, deren Wirkungsprinzip auf der Existenz des Josephson-Effekts aufgebaut ist. Da es sich dabei um ein künstlich erzeugtes System handelt, sind die Parameter eines supraleitenden Qubits in einem weiten Bereich frei anpassbar. Im Wesentlichen gibt es drei Haupttypen an supraleitenden Qubits: das Ladungsqubit (charge qubit) [Bou98, Nak99, Pas09], das

¹englische Abkürzung für „superconducting quantum devices“

Flussqubit (flux qubit) [Orl99, Moo99, VDW00, Fri00, Chi03] und das Phasenqubit (phase qubit) [Mar85, Cla88b]. Es existieren zudem verschiedenste Weiterentwicklungen dieser Grundtypen, wie beispielsweise das Transmon [Koc07a]. Eine kleine Übersicht über einige weitere Arten supraleitender Qubits findet sich zum Beispiel in [Koc19] und [Wen07, Wen17].

Um praktisch mit einem Quantencomputer rechnen zu können, ist es erforderlich, dass innerhalb der Kohärenzzeit eine ausreichend große Anzahl an Rechenoperationen an den Qubits dieses Computers erfolgreich durchgeführt werden kann. Zum derzeitigen Stand der Forschung sind die erreichbaren Kohärenzzeiten von supraleitenden Qubits nicht ausreichend lang für die praktische Anwendung in einem Quantencomputer. Daher ist die Erhöhung der Kohärenzzeit supraleitender Qubits für die Realisierung eines Quantencomputers von größter Bedeutung. Für die Dekohärenz von supraleitenden Qubits gibt es unterschiedliche Ursachen [Kra19]. Sofern es sich um flusssensitive supraleitende Qubits handelt, ist eine dieser Quellen für Dekohärenz das niederfrequente magnetische Flussrauschen [Ber09], welches auch in dc-SQUIDs eine große Rolle spielt.

Supraleitende Quanteninterferenzdetektoren (SQUIDs) sind die derzeit präzisesten Messgeräte bei gleichzeitig großer Bandbreite zur Bestimmung physikalischer Größen, die sich in eine magnetische Flussdichte umwandeln lassen. Ein dc-SQUID besteht aus einer supraleitenden Leiterschleife, die durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Diese sind zur Vermeidung hysteretischen Verhaltens in den meisten Fällen mit Shunt-Widerständen parallel geschaltet. Der durch das SQUID fließende Strom I , die darüber abfallende Spannung U und der in der SQUID-Leiterschleife befindliche magnetische Fluss Φ sind als Resultat der Josephson-Effekte [Jos62, And63] und der Fluxoidquantisierung [Lon50, Dol61, Dea61] miteinander verknüpft.

Neben der häufigsten praktischen Nutzung als Sensor in Messsystemen zur Bestimmung magnetischer Eigenschaften kleiner Proben, sogenannter Magnetometer [Fag06, Buc18], finden dc-SQUIDs Anwendung in vielen anderen Fachgebieten [Cla06, Wol17]. Darunter fällt beispielsweise die Geoexploration [Sei15, Sto06], bei der durch das systematische Abtasten eines Areals verschiedene Gesteinsformationen und Lagerstätten abbaufähiger Ressourcen im Boden, vergrabene Waffen und Mienen oder archäologische Strukturen sichtbar gemacht werden können [Sto22]. Es unterscheiden sich hierbei die aktiven Methoden mit extern applizierten, transienten elektrischen Feldern (TEM - transient electromagnetics) [Chw01, Chw11, Chw15] von den passiven Methoden, welche lediglich das natürliche Magnetfeld der Erde nutzen [Jac16, Par83]. Eine weitere wichtige Anwendung besteht in der Nutzung von SQUIDs als medizinisches Gerät zur Messung der vom lebenden menschlichen Körper ausgehenden Magnetfelder, die durch ionische Prozesse innerhalb bestimmter Organe oder Nerven verursacht werden. Unter dem Oberbegriff Biomagnetismus

[Dru17, Sei15, And07, Hob07] sammeln sich diagnostische Anwendungen, die einzelne Organe des menschlichen Körpers wie beispielsweise das Herz (Magnetocardiografie, MCG) [Bar01, Koc01], das Hirn (Magnetoenzephalografie MEG) [Coh72, Häm93, DG01, Sup14], oder Nervenbahnen des Rückenmarks (Magnetografie der peripheren Nerven) [Dru95] betreffen.

Allen genannten praktischen Anwendungen von SQDs ist gemein, dass möglichst niedrige Werte für das intrinsische Rauschen des Bauteils angestrebt werden müssen, um die Leistungsfähigkeit des Messsystems zu optimieren. Das weiße Rauschen von dc-SQUIDs ist sehr gut verstanden und kann durch Nyquist-Johnson-Rauschen resistiver Elemente erklärt werden. Im Gegensatz dazu ist das $1/f$ -artige Rauschen in dc-SQUIDs seit vielen Jahren Gegenstand aktiver Forschung [Koc83]. Dies geschieht einerseits zu Verbesserung der Leistungsfähigkeit von dc-SQUIDs in praktischen Anwendungen. Andererseits können die gefundenen Ergebnisse auf flusssensitive Qubits übertragen werden und somit zur Optimierung von supraleitenden Qubits beitragen. Die Entstehung des $1/f$ -artigen Rauschanteils ist zwar in Teilen verstanden, aber bis zum heutigen Tag nicht vollständig geklärt. Es gilt mittlerweile als akzeptierte Hypothese, dass sich der $1/f$ -artige Anteil eines Rauschspektrums aus mehreren Anteilen verschiedener ursächlicher Herkunft zusammensetzt. Dazu gehören beispielsweise Fluktuationen des kritischen Stroms I_0 der Josephson-Kontakte [Sav87, VH04] und das durch die Bewegung magnetischer Vortices verursachte Flussrauschen [Koc83, Fer91, Wel91a]. Der heutzutage noch unverstandene Restanteil des niederfrequenten Flussrauschens in SQDs bildet den Gegenstand der Forschung in der vorliegenden Arbeit. Um diesen von bereits erforschten und wohlbekanntem niederfrequenten Rauschanteilen zu unterscheiden, wollen wir ihn innerhalb dieser Arbeit Zusatzflussrauschen oder Exzessrauschen nennen.

In der Literatur gibt es bisweilen anhaltende Kontroversen über verschiedene Teilaspekte, wie zum Beispiel eine potentielle Abhängigkeit des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von der Induktivität L [Koc83, Wel11] oder des Materials [Fao08, Wu12, LaF15] der Leiterschleife des Bauteils. Daher sind weitere Untersuchungen des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in SQDs unumgänglich. Da sowohl die erwähnten Qubits als auch SQUIDs supraleitende Quantenbauteile sind, deren Funktionsprinzip auf der Verwendung eines oder mehrerer Josephson-Kontakte beruht, ist es naheliegend anzunehmen, dass der Entstehungsmechanismus von niederfrequentem Zusatzflussrauschen in beiden Fällen derselbe ist. Somit können Erkenntnisse über das niederfrequente Flussrauschen in SQUIDs sich nicht nur positiv auf die Entwicklung von SQUIDs in praktischen Anwendungen auswirken, sondern auch für die Entwicklung von Qubits mit großen Kohärenzzeiten als wertvoll erweisen. In diesem Umfeld liefert die vorliegende Arbeit neue Erkenntnisse zu offenen Fragen der aktuellen Forschung im Gebiet des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in SQDs. Hierzu

wurden aufgrund der Verfügbarkeit von Messaufbauten und -objekten innerhalb der Arbeitsgruppe sowie der einfacheren Handhabung dc-SQUIDs als Messobjekte ausgewählt.

In Kapitel 2 wird der Begriff „Rauschen“ definiert und anhand der grundlegenden Beispiele von weißem und rosa Rauschen konkret vorgestellt. Als Unterkategorie des rosa Rauschens wird das Telegrafierauschen (TLS) eingeführt. Weiterhin werden Aspekte des rosa Rauschens für den Spezialfall supraleitender Bauteile diskutiert. Darunter befinden sich unter anderem in der Wissenschaftsgemeinschaft weithin akzeptierte Erklärungsansätze zu dessen Entstehung, und eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus einigen vorangegangenen Veröffentlichungen.

In Kapitel 3 wird ein erster Überblick über den Aufbau, die Funktionsweise und die Eigenschaften eines dc-SQUIDs gegeben. Zunächst werden einige wichtige charakteristische Kenngrößen definiert. Nach dem Aufstellen der Bewegungsgleichungen für ein dc-SQUID erfolgt eine Diskussion der resultierenden Kennlinien für verschiedene experimentelle Situationen insbesondere unter Berücksichtigung von thermischem Rauschen. Den nächsten Teil des Kapitels bildet ein Abschnitt zum Thema Rauschen in dc-SQUIDs, unterteilt in einen ersten Abschnitt über weißes Rauschen und einen weiteren über $1/f$ -artiges Rauschen. Darin werden zunächst weitere grundlegende Größen definiert und es wird auf den Hot-Electron-Effekt eingegangen. Der Abschnitt über $1/f$ -artiges Rauschen enthält Beiträge zu I_0 -Rauschen, Vortex-Rauschen sowie das Pivoting [Ant13] des niederfrequenten Anteils des Rauschspektrums. Konzepte der praktischen Anwendung wie das Washer-Design [Jay81, Det79], gradiometrische SQUIDs und N -SQUID-Serien-Arrays bilden den Schluss des Kapitels.

Die innerhalb dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methoden werden in Kapitel 4 beschrieben. Den Beginn des Kapitels bildet eine Beschreibung der Linearisierung des Ausgangssignals eines dc-SQUIDs durch äußere Beschaltung und eines zweistufigen SQUID-Aufbaus. Es folgt ein Abschnitt, in dem die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und angewendeten Methoden zur Datenaufnahme und Datenauswertung vorgestellt und eingehend diskutiert werden. Daraufhin wird der Aufbau und die Eigenschaften der verwendeten experimentellen Versuchsanordnung beschrieben. Außerdem wird die hier angewandte Methode zur Bestimmung der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife dargestellt. Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung des verwendeten Herstellungsprozesses für dc-SQUIDs ab.

Es folgt der Teil dieser Arbeit, in dem die erhobenen Messdaten und deren Auswertung thematisiert werden. Das Kapitel 5 bildet hierbei den Auftakt, von dem die nachfolgenden Kapitel sternförmig ausgehen. Den Kern des Kapitels bildet die Diskussion der Veröffentlichung „Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices“ von Sebastian Kempf, Anna Ferring und Christian Enss [Kem16] aus dem Jahr 2016, welche eine

systematische Zusammenschau aller bis dahin zum Thema niederfrequentes Zusatzflussrauschen in supraleitenden Quantenbauteilen veröffentlichten Beiträge bildet. Durch die vergleichende Darstellung bietet sich eine neue Sichtweise und es ist möglich, offene Fragen zu konkretisieren. In den nachfolgenden Kapiteln werden Fragestellungen, welche in diesem Kapitel aufgeworfen wurden, systematisch untersucht.

In Kapitel 6 wird die Konzeption, der Aufbau und die Realisierung der Experimente zur Untersuchung der Induktivitätsabhängigkeit des niederfrequenten Zusatzflussrauschens dargestellt. Die Experimente involvieren eine systematische Variation der Induktivität der SQUID-Leiterschleife. Die erhobenen Messdaten werden interpretiert und mit Datensätzen aus Veröffentlichungen von Frederick Wellstood [Wel88, Wel11] und Steven Anton [Ant13] verglichen. Die Möglichkeit einer eventuellen Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p und der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz wird diskutiert.

Eine Abhängigkeit des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von fabrikationsbedingten Umständen wird in Kapitel 7 diskutiert. Beobachtungen, die eine Korrelation zwischen dem Zusatzflussrauschen unserer dc-SQUIDs und den magnetischen Eigenschaften sputterdeponierten Siliziumdioxids herstellen, werden zusammenfassend beschrieben und interpretiert. In diesem Zusammenhang werden mehrere Methoden zur frühzeitigen, zeitsparenden und einfachen Erkennung risikobehafteter Materialschichten innerhalb des Fabrikationsprozesses vorgeschlagen. Es folgt eine genaue Beschreibung der Optimierung der verwendeten Sputteranlage. Abschließend wird ein Konzept zur systematischen Untersuchung fabrikationsbedingten Zusatzflussrauschens in dc-SQUIDs vorgestellt und erste Versuchsergebnisse dazu diskutiert.

Zur Untersuchung der Materialabhängigkeit des niederfrequenten Exzessflussrauschens in dc-SQUIDs wurde ein Experiment entworfen und realisiert, innerhalb dessen es möglich ist, die SQUID-Leiterschleife ansonsten baugleicher SQUIDs aus verschiedenen Materialien innerhalb der gleichen Produktionscharge zu erstellen. Details zum Konzept und die resultierenden Versuchsergebnisse finden sich in Kapitel 8 wieder. Es gibt Hinweise auf eine Abhängigkeit des $1/f$ -artigen Zusatzflussrauschens in dc-SQUIDs von den verwendeten Materialien der SQUID-Leiterschleife.

Zum Schluss der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 9 Methoden zur kontrollierten Wasserstoffbeladung von Niobstrukturen vorgestellt. Ziel dieser Experimente war es, die eventuelle Abhängigkeit von niederfrequentem Zusatzflussrauschen in dc-SQUIDs von einer Kontamination der Niobstrukturen des SQUIDs mit Wasserstoff festzustellen. Es wurden funktionstüchtige dc-SQUIDs mit im Niob eingelagertem Wasserstoff hergestellt und erfolgreich hinsichtlich ihres Exzessrauschens untersucht.

2. Rauschen

Als Rauschen bezeichnet man im Allgemeinen das Auftreten statistisch verteilter Schwankungen eines Messwerts um den Mittelwert desselben. Dabei stammt das Wort „Rauschen“ von der Benennung des zugehörigen akustischen Eindrucks, der beispielsweise durch das Hören des Geräusches eines Wasserfalls entsteht. Nicht immer ist das Rauschen ausschließlich ein Störsignal, das die Messung der eigentlich interessanten Größe behindert. Forscher*innen vieler Fachbereiche interessieren sich zunehmend für das Phänomen des Rauschens an sich, das wichtige Informationen über mikroskopische Prozesse beinhalten kann.

Ein Rauschsignal enthält üblicherweise alle Frequenzen eines kontinuierlichen Frequenzspektrums. Allerdings ist das sogenannte weiße Rauschen, bei dem die Anteile aller Frequenzen gleich groß sind, nur eine bestimmte Unterart des Rauschens. In Abbildung 2.1 a) ist ein Ausschnitt des simulierten Zeitsignals einer fiktiven Messgröße $z(t)$, die um den Mittelwert $\langle z(t) \rangle = 0$ schwankt, abgebildet. Bei den Schwankungen handelt es sich um Gaußsches weißes Rauschen mit einer Standardabweichung von $\sigma = 3$. Der Grund für diese Benennung als Gaußsches weißes Rauschen wird in Abbildung 2.1 b) deutlich. Diese stellt ein Histogramm des vollständigen Zeitsignals $z(t)$ dar. Die Gauß-Funktion

$$g(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad , \quad (2.1)$$

mit dem Mittelwert $\mu = 0$ und der Standardabweichung $\sigma = 3$ beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung von z . Die Schwankungen der Messgröße $z(t)$ folgen der Gauß-Verteilung, wie es in realen Systemen oft der Fall ist. Neben der Gauß-Verteilung sind auch andere statistische Verteilungen möglich, wie zum Beispiel die Poisson-Verteilung, der das sogenannte Schrotrauschen [Sch18] folgt. Auch weißes Rauschen, das der Cauchy-Lorentz-Verteilung folgt, ist denkbar. Das Leistungsdichtespektrum $S_z(f)$ des fiktiven Signals $z(t)$ ist in Abbildung 2.1 c) dargestellt. Es zeigt die skalierte Autokorrelation

$$S_z = \frac{2}{f_s} Z Z^* \quad , \quad (2.2)$$

wobei f_s die Abtastfrequenz, $Z(f)$ die Fouriertransformierte der Größe $z(t)$, und Z^* die komplex-Konjugierte von Z ist. Dazu muss eine diskrete Fouriertransformation (DFT) der Form

$$Z_k = \sum_{m=0}^{n-1} z_m \exp\left(-2\pi i \frac{mk}{n}\right) \quad k = 0, \dots, n-1 \quad (2.3)$$

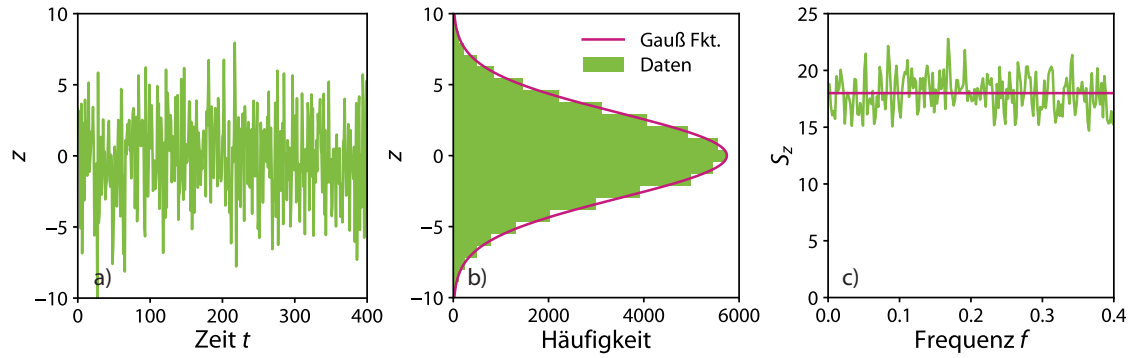


Abbildung 2.1: Beispielhafte Darstellung zum Gaußschen weißen Rauschen. a) Ausschnitt des Zeitverlaufs eines Signals $z(t)$ mit Gaußschem weißem Rauschen, das um den Mittelwert $\mu = 0$ schwankt und eine Standardabweichung $\sigma = 3$ aufweist. b) Histogramm des in a) teilweise gezeigten Datensatzes mit einer Gauß-Funktion nach Gleichung (2.1). c) Leistungsdichte-Spektrum der in a) teilweise gezeigten Daten, 100-fach gemittelt und der erwartete Mittelwert nach Gleichung (2.4).

verwendet werden, weil die Messgröße keine kontinuierlich definierte Funktion ist. Hierbei bezeichnet z_m die einzelnen Messwerte des Zeitsignals $z(t)$ und Z_k die Datenpunkte der korrespondierenden diskreten Fouriertransformation. Da die komplexe Größe Z quadriert wird, und der Real- und Imaginärteil jeweils eine um den Mittelwert 0 normalverteilte Größe darstellt, folgt die in der Abbildung c) aufgetragene Größe S_z einer χ^2 -Verteilung. Aus diesem Grund ist der Erwartungswert des Leistungsdichtespektrums

$$\mathbb{E}(S_z) = \frac{2\sigma^2}{f_s} \quad (2.4)$$

und die erwartete Standardabweichung desselben

$$\sqrt{\mathbb{V}(S_z)} = \frac{2\sigma^2}{m f_s} \quad (2.5)$$

von der Standardabweichung σ des ursprünglichen Signals $z(t)$ abhängig. Hierbei bezeichnet $m = 100$ die Anzahl an Mittelungen, die zum Berechnen des Frequenzspektrums in der Abbildung 2.1 c) verwendet wurden. Der Erwartungswert ist in der Abbildung als waagrechte Linie eingezeichnet. Neben dem weißen Rauschen, das in der Natur zum Beispiel als Wärmerauschen oder Johnson-Nyquist-Rauschen [Joh28, Nyq28] vorkommt, können auch statistisch verteilte Abweichungen von Messsignalen auftreten, die ein explizit frequenzabhängiges Leistungsdichtespektrum aufweisen. Darunter ist das sogenannte (blaue) f -Rauschen oder Quantenrauschen [Ast04], das an Josephson-Kontakt-Qubits [Dev04] beobachtet wurde und wahrscheinlich durch die Absorption von Energie aus angeregten Qubits in deren kalten Umgebung verursacht wird. Hierbei spielen die Rauschanteile bei hohen Frequenzen von einigen GHz

eine übergeordnete Rolle. Im Gegensatz dazu kann auch der niederfrequente Anteil des Rauschspektrums dominieren, was beispielsweise im Falle des sogenannten roten Rauschens, das eine $1/f^2$ -Abhängigkeit zeigt, zutrifft. Die Brownsche Molekularbewegung [Bro28] beispielsweise besitzt eine $1/f^2$ -artige Frequenzabhängigkeit. Bei einer schwächeren Frequenzabhängigkeit von $1/f^\alpha$ mit $\alpha \approx 1$ spricht man von rosa Rauschen. Im nächsten Abschnitt sollen einige Eigenschaften des rosa Rauschens diskutiert werden.

2.1 Rosa Rauschen

Rosa Rauschen ist quasi ubiquitär anzutreffen. Man findet es in vielen Bereichen des täglichen Lebens wie zum Beispiel in ökonomischen [Kon13] und biologischen Prozessen. Dabei wurde in der Vergangenheit sowohl der Zeitverlauf wiederkehrender biologischer Prozesse wie beispielsweise des menschlichen Herzschlags [Kob82, Sol16] untersucht, als auch nach Behandlungsmöglichkeiten mittels akustischer Signale mit $1/f$ -Charakteristik gesucht [Pap17]. Forschung zur Wahrnehmung von computergenerierter Musik mit pseudo-randomisierten Schwankungen sowie die Untersuchung rhythmischer Abweichungen zwischen computergenerierter und menschengemachter Musik professioneller sowie fachunkundiger Musizierender führen womöglich zu tieferer Einsicht in mikroskopische Prozesse des menschlichen Körpers [Vos75, Hen11, Räl15]. Auch die unbelebte Natur ist voller Beispiele für Systeme, die ein $1/f$ -artiges Leistungsspektrum aufweisen. Das sogenannte Funkelrauschen [Joh25, Sch26] wird maßgeblich durch Widerstandsfluktuationen verursacht und tritt in beinahe allen normalleitenden Schaltkreisen auf. Die Eigenschaften des Funkelrauschens sind dabei stark von dem Bauelement, in dem es auftritt, abhängig. Auch in Halbleiterbauelementen wird $1/f$ -artiges Rauschen beobachtet [vdZ88]. Hier ist beispielsweise das zufällige Einfangen und Wiederfreisetzen eines Ladungsträgers im Dielektrikum die Ursache für Schwankungen der Stromdichte. Das $1/f$ -Rauschen in supraleitenden Bauelementen wie Josephson-Kontakten, Qubits und SQUIDs ist in den letzten Jahrzehnten zu einem sehr aktiven Forschungsfeld geworden, da die Erschaffung eines Quanten-Computers in greifbarer Nähe scheint [Aru19, Ste11] und durch die Existenz des $1/f$ -Rauschens maßgeblich behindert wird. Durch die genaue Erforschung seiner Eigenschaften erhoffen Wissenschaftler*innen die Ursachen für seine Entstehung zu finden und sie zu umgehen oder auszuschalten um zum Beispiel immer längere Kohärenzzeiten bei Qubits zu erreichen [Mü19]. All diesen Phänomenen unterschiedlicher Fachrichtungen ist gemein, dass es eine Art Langzeitkorrelation geben muss, die das stark vermehrte Auftreten der niederfrequenten Signal-Anteile verursacht. Echtes $1/f$ -Rauschen, das einen Exponenten von $\alpha = 1$ besitzt, unterliegt zudem der sogenannten Skaleninvarianz, die besagt, dass die Rauschleistung

zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dekaden immer identisch ist. Physikalisch gesehen darf sich die $1/f$ -artige Frequenzabhängigkeit jedoch nicht bis zu unendlich großen und kleinen Frequenzen hin ausdehnen, da das betreffende System ansonsten unendlich viel Energie beinhalten würde. Da das unphysikalisch wäre, muss es zu hohen Frequenzen hin ein Aufsteilen und zu niedrigen Frequenzen hin ein Abflachen der $1/f$ -artigen Frequenzabhängigkeit geben [Dut81]. Das bedeutet, dass echtes $1/f$ -artiges Rauschen mit einem Rauschexponenten $\alpha = 1$ nur in einem intermediären Frequenzregime auftreten kann, das durch zwei weitere Frequenzbereiche mit $\alpha < 1$ zu niedrigen Frequenzen hin und $\alpha > 1$ zu höheren Frequenzen hin eingerahmt sein muss. In vielen der genannten Systeme, die hinsichtlich ihres $1/f$ -Rauschens untersucht wurden, wurde dieses erwartete Abflachen respektive Aufsteilen jedoch noch nicht beobachtet, da die erreichte Messzeit dazu nicht ausreichte beziehungsweise zu hohen Frequenzen hin andere Rauschbeiträge mit weißem oder f -artigem Spektrum dominieren.

2.1.1 Telegrafierauschen

Ein bekanntes Beispiel zur Entstehung von $1/f$ -artigem Rauschen in elektronischen Bauteilen ist das sogenannte Telegrafierauschen, im englischen Sprachraum als „random telegraph noise“ bezeichnet. Dabei handelt es sich um Rauschen, das durch das zufällige Hin- und Herspringen eines Systems zwischen zwei oder auch mehreren definierten Zuständen entsteht. Der Zeitverlauf eines hypothetischen Signals a eines solchen Systems mit zwei diskreten Zuständen, die hier 0 und 1 heißen, ist in Abbildung 2.2 a) beispielhaft dargestellt. Der Prozess kann mathematisch modelliert werden [Mac54], indem man den beiden Zuständen eine Lebensdauer zuordnet, die jeweils um die mittlere Lebenszeit σ beziehungsweise τ exponentiell verteilt ist. Dies ist ein Spezialfall eines linearen Markov Prozesses, der auf der Annahme einer bedingt oder komplett gedächtnislosen Zustandsänderung eines Systems beruht. Die spektrale Leistungsdichte eines solchen Zeitsignals

$$S_{\sigma\tau}(f) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sigma^2\tau^2}{(\sigma + \tau)^3} \cdot \frac{1}{1 + (2\pi fT)^2} \quad (2.6)$$

ist bei niederen Frequenzen konstant und fällt zu hohen Frequenzen hin tiefpassartig ab. In Abbildung 2.2 b) ist die spektrale Leistungsdichte des in a) ausschnittsweise gezeigten Signals in grün sowie die durch Gleichung (2.6) definierte theoretische Vorhersage in rosa gezeigt. Für die gezeigte Simulation wurde der Übersichtlichkeit halber der symmetrische Fall $\sigma = \tau$ gewählt. In einem realen physikalischen Experiment könnte ein solches Zweiniveausystem das zufällige Einfangen und Wiederaussenden eines Elektrons in einem Defekt beschreiben, wobei die Parameter σ und τ die mittlere Verweildauer des Elektrons im Defekt beziehungsweise die mittlere Leerzeit des

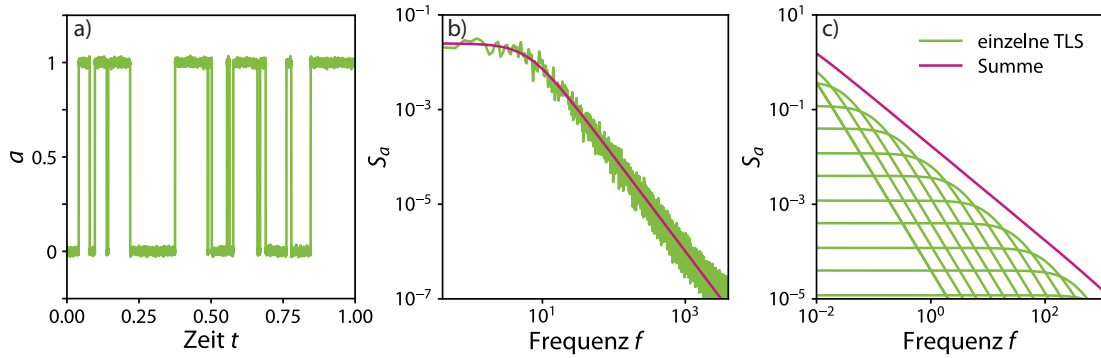


Abbildung 2.2: Illustration zu Telegrafierauschen „random telegraph noise“. a) Zeitlicher Verlauf des Signals eines Zweiniveausystems mit den beiden Niveaus 0 und 1, zwischen denen das System zufällig hin- und herwechselt. b) Korrespondierendes Frequenzspektrum eines Systems, das zu hohen Frequenzen hin wie $1/f^2$ abfällt. c) Überlagerung der Frequenzspektren vieler Systeme mit verschiedenen Zeitkonstanten, das zu einer $1/f^\alpha$ -Abhängigkeit führt.

Defekts beschreiben. Klassischerweise können, je nach Anzahldichte der Defekte und Volumen des defektbehafteten Materials, viele dieser Defekte in einem elektronischen Bauteil anzutreffen sein. Wenn es eine Vielzahl verschiedener Zweiniveausysteme mit einer Verteilung von σ_i beziehungsweise τ_i gibt, die durch die Gleichungen

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp(\gamma d_i) \quad \text{und} \quad (2.7)$$

$$\tau_i = \tau_0 \exp(\gamma d_i) \quad (2.8)$$

festgelegt sind, ergibt die Summe der einzelnen Spektren $S_{\sigma,i}$ ein $1/f$ -artiges Gesamtspektrum. Hierbei sind σ_0 , τ_0 und γ Konstanten, und d_i die Tiefe, in der der Defekt innerhalb des Materials sitzt. Es wird an dieser Stelle von einer räumlich homogenen Verteilung der Defekte im Material ausgegangen. Dieser Fall ist in Abbildung 2.2 c) illustriert, welche in grün die Leistungsdichtespektren verschiedener Telegraphiesignale mit unterschiedlichen σ_i und τ_i abbildet und in rosa die Summe der einzelnen Leistungsdichtespektren. Auch hier wurde zur beispielhaften Illustration wieder der Einfachheit halber $\sigma_i = \tau_i$ gewählt. Je nach zu modellierendem System sind auch von (2.7) und (2.8) abweichende funktionale Zusammenhänge denkbar, die in einer anderen Verteilungen von σ_i und τ_i , und somit in einem von 1 verschiedenen Exponenten α resultieren können. Insbesondere muss nicht zwingend $\sigma = \tau$ gelten. Der Extremfall eines solchen asymmetrischen Zweiniveausystems ist das sogenannte Schrotrauschen mit $\tau \ll \sigma$, dessen spektrale Leistungsdichte frequenzunabhängig ist. In Einzelfällen kommt es auch vor, dass ein einzelnes Zweiniveausystem das Leistungsdichtespektrum dominiert. So zeigen auch einige wenige unserer Proben zusätzlich zum $1/f^\alpha$ -artigen Rauschanteil eine einzelne durch Gleichung (2.6) beschreibbare Tiefpasscha-

rakteristik auf dem Spektrum. Messungen mit dieser Sondereigenschaft werden im Folgenden nicht weiter behandelt, da nicht festgestellt werden konnte, woher genau sie rührt. In vielen Fällen gibt es jedoch Anhaltspunkte zur Identifizierung der Zweiniveausysteme. Ist einmal bekannt, woher das Telegrafierauschen in einem Bauteil rührt, kann womöglich das Volumen, das die Störstellen enthält, verkleinert werden. Ein anderer Ansatz ist, die verwendeten Materialien soweit zu optimieren, dass die Anzahldichte der Zweiniveausysteme gravierend abnimmt, sodass der Einfluss des Telegrafierauschens oft stark vermindert werden kann.

2.1.2 Rosa Rauschen in supraleitenden Bauteilen

Die genaue Ursache für $1/f$ -artiges Rauschen in supraleitenden Bauteilen [Pal14] ist bisweilen nicht abschließend geklärt. Es gibt allerdings einige vielversprechende Ansätze sowohl im theoretischen Bereich, durch Simulationen als auch in experimenteller Hinsicht. Heutzutage ist weithin anerkannt, dass es sich beim $1/f$ -artigen Rauschen in supraleitenden Bauteilen um ein Phänomen handelt, das sich nicht auf eine einzige mikroskopische Ursache zurückführen lässt, sondern eine Art Überlagerung mehrerer ursächlicher Faktoren ist. Es wird angenommen, dass dieses $1/f$ -artige Rauschen generellerweise durch eine zunächst nicht weiter spezifizierte Art mikroskopischer Fluktuatoren verursacht wird. Die experimentell abgeschätzte [Sen08, Blu09] Flächendichte von $\sigma \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-1}$, mit der fluktuierende magnetische Spezies die Oberfläche der Bauteile besiedeln müssten, wurde durch Modellrechnungen und Simulationen bestärkt [Koc07b, dS07, Lan14]. Die in der Literatur veröffentlichten Vorschläge zu deren Identifizierung und theoretischen Beschreibung sind vielfältig. Konkrete Beispiele für die Natur der Fluktuatoren sind etwa tunnelnde Atome [Gor14, Hol13, DuB13], tunnelnde Elektronen [Koc07b, Lut08, Aga13], Spin-zustände von Elektronen [Sen08] und Kernspins [Wu12, LaF15], sowie weitere magnetische Spezies wie Oberflächenadsorbate [Lee14, Wan15, Kum16, dG17, dG18] oder spezielle strukturelle Defekte [Mar05, Sha10]. Die Fluktuatoren können hierbei zwei [Ith05, Ast06] oder mehr unterschiedliche Zustände einnehmen [Wak86]. In theoretischen Beschreibungen werden die Fluktuatoren teils als Ising-Spin mit nur zwei Zuständen [Car94, Kec11, Che10] oder als dreidimensionaler Heisenbergspin (S_x, S_y, S_z) modelliert [Ata14]. Häufig wird zur theoretischen Beschreibung des Phänomens angenommen, dass die Fluktuatoren gleichmäßig innerhalb dreidimensionaler Strukturen [Car94] oder zweidimensional auf Oberflächen [Kec11, Che10] verteilt sind. Einige Modelle beinhalten dabei Wechselwirkungen zwischen gleichartigen oder unterschiedlichen Fluktuatoren [Wu12, dS07, Fao08, Kec11] sowie die Wechselwirkung von Fluktuatoren mit Phononen [Aga13] oder magnetischen Flussschläuchen [Sen08]. Auch kollektive Phänomene wie das Auftreten von Spin-Gläsern wird mit der Entstehung von $1/f^\alpha$ -artigem Rauschen in Verbindung gebracht [Car94, Che10, Ata14]. Weitere

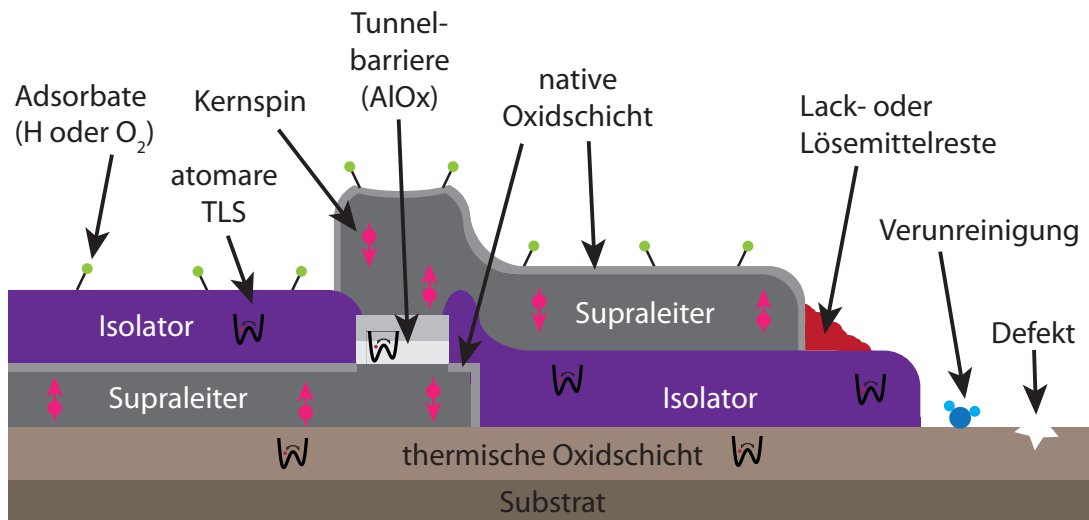


Abbildung 2.3: Illustration eines Josephson-Kontaktes mit möglichen Ursachen des $1/f$ -artigen Rauschens. Die grünen Punkte stellen adsorbierte Moleküle dar, die auf allen der Raumluft ausgesetzten Oberflächen auftreten können. Innerhalb der amorphen Oxidschichten können ungesättigte Bindungen und atomare Tunnelsysteme auftreten, welche durch stilisierte Doppelmuldenpotentiale symbolisiert sind. Die Kernspins innerhalb der supraleitenden Materialien sind durch pinke Pfeile symbolisiert. Inspiriert von [LaF15] und [Lis19].

Modelle zur Erklärung der Entstehung eines $1/f$ -artigen Rauschens involvieren durch Leitungselektronen vermittelte Spindiffusion [Lan14, Ata14] sowie Spin Cluster mit verschiedener Anzahl an Spins [Ant13, Sen08, Ata14, De14]. Laut [LaF15] könnte die Interaktion von Oberflächenspins mit dem Magnetfeld, das durch Supraströme im Bauteil entsteht, eine Geometrieabhängigkeit des Flussrauschens verursachen. Die sprunghafte Bewegung von magnetischen Flussschläuchen zwischen lokalen Potentialminima innerhalb supraleitender Strukturen wurde ebenfalls als Ursache für $1/f$ -artiges Rauschen ausgemacht [Fer91, Fer94]. Mittlerweile ist jedoch bekannt, dass sich Flussschläuche in genügend kleinen geometrischen Strukturen nicht bilden können und somit durch geschickte Wahl der geometrischen Form der Bauteile verhindern lassen [Dan96, Dan97, Mak98, Sta04].

In diesem Abschnitt werden einige konkrete physikalische Systeme, die rosa Rauschen in supraleitenden Quantenbauteilen verursachen könnten, diskutiert. Eine ausführliche Übersicht zum Einfluss von Zweiniveausystemen auf die Eigenschaften von supraleitenden Quantenbauteilen wird in [Mü19] gegeben. Zur besseren Übersicht sind die verschiedenen Möglichkeiten in Abbildung 2.3 anhand einer schematischen Darstellung eines supraleitenden Bauteils illustriert, geschaffen nach dem Vorbild in [LaF15] und [Lis19]. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich dc-SQUIDS mit Fenster-artigen Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten verwendet wurden, ist auch

ein solcher Kontakt in dem Schaubild dargestellt. Zur Veranschaulichung der fluktuierenden Spezies ist die genaue Struktur des Bauteils allerdings nicht von Belang.

Amorphe Materialien wie z.B. SiO_2 , das durch Kathodenzerstäuben (Sputterdeposition) aufgetragen wurde, Nb_3O_5 , das die natürlicherweise oxidierte Oberfläche von supraleitenden Nb-Strukturen bildet oder die thermisch oxidierte Substratoberfläche enthalten typischerweise atomare Tunnelsysteme, die beispielsweise im Rahmen des Standard-Tunnelmodells beschrieben werden können [Phi72, And72, Ens05]. Darin wird jede der Gleichgewichtslagen als Potentialmulde in einem Doppel- oder Mehrfachmuldenpotential beschrieben, wobei ungleiche Muldentiefen durch einen Asymmetrieparameter quantifiziert werden. Das Tunnelsystem wird durch ein Teilchen der Masse m beschrieben, das zwischen den Potentialmulden hin- und herwechseln kann. Im realen Festkörper kann dies die Bewegung eines einzelnen Atoms oder ganzer Atomgruppen bedeuten. Ist damit auch eine Verschiebung von Ladung verbunden, koppeln diese Tunnelsysteme durch ihr Dipolmoment an die oszillierenden elektrischen Felder innerhalb des Bauteils. Der Einfluss von atomaren Tunnelsystemen auf die Eigenschaften von supraleitenden Quantenbauteilen wird zum Beispiel in [Gor14, Hol13] diskutiert. Eine Wechselwirkung zwischen ungesättigten Bindungen und andersartigen Zweiniveausystemen beispielsweise innerhalb der Oxidschichten ist ebenfalls denkbar [dS07]. Die wichtigste amorphe Schicht in einem Josephson-Tunnelkontakt ist die Tunnelbarriere, welche in Schicht-artigen Josephson-Kontakten aus einem Metalloxid wie Nioboxid oder Aluminiumoxid besteht. In der Vergangenheit wurden Josephson-Kontakte mit Barrieren aus Nioboxid hergestellt, wie beispielsweise die in [Rog85] beschriebenen Nb/ Nb_2O_5 /PbBi-Josephson-Kontakte oder die in [Wel87] verwendeten Nb/ Nb_2O_5 /PbIn-Josephson-Kontakte. Diese weisen jedoch in der Regel ein erhöhtes Maß an $1/f$ -artigem Rauschen auf, das auf Fluktuationen des kritischen Stroms zurückzuführen ist [Rog84, Wak86]. Enthält die Tunnelbarriere Zweiniveausysteme, die das Einfangen und Wiederaussenden eines Elektrons verursachen, fluktuiert der kritische Strom des betreffenden Josephson-Kontakts zwischen definierten Werten hin und her. Dies resultiert in einem $1/f$ -artigen Rauschanteil [Con07]. Durch intensive Forschung in der Vergangenheit existieren mittlerweile Möglichkeiten zur Fabrikation von Josephson-Kontakten, die diese Problematik nicht aufweisen. Diese werden mit einer Tunnelbarriere aus Aluminiumoxid hergestellt, welche in der Regel weniger Defekte aufweist und dadurch eine geringere Fluktuation des kritischen Stroms verursacht [Sav87, Göt94, Pre96]. Dennoch bleibt das Problem bestehen, dass sich in einer solchen Barriere ungesättigte Bindungen und strukturelle Defekte befinden, welche als Zweiniveausystem agieren und damit die Funktion eines Josephson-Bauteils stören können [Sim04].

Neben den Oxidschichten können auch die supraleitenden Strukturen Zweiniveausysteme beherbergen, die $1/f$ -artiges Rauschen verursachen können. Dort kann es sich

beispielsweise um Kernspins handeln, welche mit Elektronen-Spins auf der Materialoberfläche wechselwirken [Wu12]. Hierbei ist nach [Wu12] weniger der genaue Wert der Quantenzahl I des Gesamtdrehimpulses des Atomkerns des jeweiligen Materials von Bedeutung, sondern vielmehr der Anteil an Isotopen mit $I = 0$. So hat beispielsweise Blei [Lid97] eine natürliche Isotopenzusammensetzung von 52,4 % an ^{208}Pb und 24,1 % an ^{206}Pb , welche jeweils einen Kernspin von $I = 0$ besitzen, sowie weitere 22,1 % an ^{207}Pb mit einem Kernspin von $I = 1/2$. Niob und Aluminium hingegen bestehen in ihrer natürlichen Isotopenzusammensetzung jeweils zu 100 % aus einem Isotop mit $I \neq 0$. Somit sollte die Amplitude des von Kernspins erzeugten niederfrequenten magnetischen Zusatzflussrauschens von SQUIDs aus Blei um einen Faktor 5 gegenüber dem von Niob-SQUIDs geringer sein [Wu12]. Der Anteil des direkt von Kernspins verursachten Rauschens innerhalb des Vollmaterials beträgt jedoch laut Simulationen aus [LaF15] nur ungefähr 5% des Gesamtrauschens. Hier wird auch berechnet, dass die durch Kernspins verursachte Rauschleistung von Aluminium-SQUIDs um den Faktor 2,3 gegenüber der von Niob-SQUIDs geringer sein sollte, da sie unter anderem von dem Ausdruck $I(I + 1)$ sowie dem Landé-Faktor g und der Gitterkonstante des jeweiligen Materials abhängt. Somit erscheint der Anteil, den das Kernspin-induzierte Rauschen am Gesamtrauschen eines supraleitenden Quantenbauteils hat, vergleichsweise gering. Zuletzt wurde allerdings durch [Yap19] darauf aufmerksam gemacht, dass der Einfluss der Spins im Vollmaterial doch nicht zu vernachlässigen ist. Der Einfluss der supraleitenden Materialien innerhalb des SQUIDs auf das niederfrequente Flussrauschen wird in Kapitel 8 noch näher beleuchtet.

In den letzten Jahren mehren sich auch die Hinweise auf herstellungsinduzierte magnetische Verunreinigungen als mögliche Ursache für die Entstehung von $1/f$ -artigen Rauschbeiträgen [Mü19, Qui14, Che08]. Eine mögliche Ursache der Verunreinigung durch Fabrikationsprozesse und Strategien, die Verunreinigung zu verhindern, werden in Kapitel 7 eingehender diskutiert. Eine weitere schwer zu kontrollierende und mannigfaltig vorhandene Quelle von $1/f$ -artigen Rauschbeiträgen stellen Spins beziehungsweise magnetische Fluktuatoren auf der Oberfläche der Bauteile dar. Dieser Ansatz zur Erklärung und Bekämpfung von niederfrequentem Flussrauschen in SQDs ist Gegenstand intensiver aktueller Forschung. Die Entstehung der magnetischen Fluktuatoren kann einerseits fabrikationsbedingt aber andererseits auch durch die Exposition des Bauteils an Raumluft verursacht sein. In den meisten Fällen wird vermutet, dass nicht weiter spezifizierte Spins auf der Oberfläche der Bauteile untereinander und mit anderen Spezies in und auf dem Bauteil wechselwirken. Beispielsweise wurde vorgeschlagen, dass die Oberflächenspins über die Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida-Wechselwirkung (RKKY-Wechselwirkung) miteinander interagieren und sich dadurch ein Spinglas ausbildet [Fao08]. Laut [Sen08] ist es sogar möglich, dass der Einfluss der Oberflächenspins durch die Anwesenheit von Flussschläuchen verstärkt wird, da die Flussschläuche ein lokal erhöhtes Magnetfeld erzeugen. Die neuesten ex-

perimentellen Erkenntnisse auf dem Gebiet lieferten starke Hinweise auf adsorbierte Moleküle wie zum Beispiel Sauerstoff [Kum16] als Verursacher von niederfrequentem Flussrauschen, was bereits durch [Wan15] vorhergesagt wurde. Außerdem gibt es Grund zur Annahme, dass auch adsorbierter Wasserstoff [Qui17, Wan18, dG18] zur Entstehung von $1/f$ -artigem Rauschen beitragen kann. Im Zusammenhang mit diesen Experimenten wurde vorgeschlagen, dass sich auf der Oberfläche des Bauteils lokalisierte Zweiniveausysteme in stark und schwach gekoppelte Spezies einteilen lassen, was zusammen mit den experimentellen Ergebnissen weitere Hinweise auf die Natur der Fluktuatoren liefern könnte [dG18]. Die Gegenüberstellung und Interaktion von stark und schwach gekoppelten Zweiniveausystemen sowie die physikalischen Auswirkungen davon wurden auch in [Mü19, Wol12, Bla77] diskutiert.

In den hier aufgezählten Veröffentlichungen wurden teils experimentelle Methoden aufgezeigt, die eine signifikante Verringerung des $1/f$ -artigen Rauschens nach sich ziehen [Sav87, Qui14, Kum16, dG18]. Allerdings wird hierbei stets beobachtet, dass der niederfrequente Anteil des Rauschens sich zwar verringert, aber nicht vollständig eliminiert werden kann. Daher ist anzunehmen, dass das $1/f$ -artige Rauschen durch das Zusammenspiel mehrerer verschiedener Quellen verursacht wird, deren wahre Natur zum jetzigen Zeitpunkt erst in Teilen ergründet ist.

3. dc-SQUIDS

In diesem Kapitel sollen einige Formeln und Grundlagen zusammengetragen werden, die hilfreich sind, um die Methoden und Ergebnisse der nachfolgenden Kapitel zu verstehen. Eine detailliertere Einführung in die Grundlagen und Anwendungen von dc-SQUIDS findet man zum Beispiel in [Cla04]. Da im Rahmen des experimentellen Teils dieser Arbeit ausschließlich dc-SQUIDS hergestellt und charakterisiert wurden, beschränkt sich dieses Kapitel auch inhaltlich auf dc-SQUIDS. Experimentelle Erkenntnisse, die durch Versuche an anderen supraleitenden Quanten-Bauteilen wie Qubits gewonnen wurden, werden unter anderem in Kapitel 5 am Rande erwähnt, da mir vergleichbare Experimente an dc-SQUIDS derzeit nicht bekannt sind und sich die gefundenen Ergebnisse möglicherweise auf die Physik von dc-SQUIDS übertragen lassen. Ausführliche Beschreibungen der Physik von Qubits findet man beispielsweise in [Dev04] oder [Nie10].

Ein Supraleiter zeichnet sich unter anderem durch eine oberhalb des Messbaren liegende elektrische Leitfähigkeit, idealen Diamagnetismus sowie den Meissner-Ochsenfeld-Effekt [Mei33] aus. Dieser besagt, dass jeglicher magnetische Fluss aus dem Supraleiter ausgestoßen wird. In Abgrenzung zu normalleitenden Materialien mit Elektronen als Ladungsträgern, bilden Cooper-Paare [Coo56] mit der Ladung $Q = 2e$ die Ladungsträger im Supraleiter. Die gemeinsame Bewegung der Cooper-Paare zwecks Ladungstransport in einem Supraleiter ist korreliert. Im Rahmen der BCS-Theorie wird ein Grundzustand beschrieben, innerhalb dessen sich die Cooper-Paare alle in demselben Quantenzustand befinden. Dieser kohärente Vielteilchen-Zustand kann im Rahmen des Ginzburg-Landau-Formalismus [Gin50, dG64] durch die makroskopische Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_0(\mathbf{r}, t) \exp(i\theta(\mathbf{r}, t))$ beschrieben werden. Deren Amplitude $\Psi_0(\mathbf{r}, t) = \sqrt{n_s(\mathbf{r}, t)}$ kann als Quadratwurzel der Anzahldichte n_s der supraleitenden Ladungsträger dargestellt werden. Die Phase $\theta(\mathbf{r}, t)$ der Wellenfunktion hat keine anschauliche Bedeutung aber große Relevanz bei der mathematischen Beschreibung makroskopischer Quantenphänomene wie der Fluss- beziehungsweise Fluxoidquantisierung [Lon50, Dol61, Dea61] oder der Josephson-Effekte [Jos62, And63].

Die sogenannte Fluxoidquantisierung besagt, dass innerhalb eines Supraleiters, der sich in einem Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} befindet, auf einem geschlossenen Pfad C der Ausdruck

$$\mu_0 \lambda_L^2 \oint_C \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s} + \int_F \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = n \frac{h}{2e} \quad (3.1)$$

gilt. Das Fluxoid, welches die gesamte linke Seite der Gleichung bezeichnet, kann nur

ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants $\Phi_0 = h/(2e) = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ annehmen. Dabei bezeichnet μ_0 die magnetische Feldkonstante, λ_L die Londonische Eindringtiefe, \mathbf{j} die Suprastromdichte und F die Fläche, die der Pfad C umschließt. Im Falle eines einfachen supraleitenden Rings reduziert sich der Ausdruck zu $\Phi = n\Phi_0$, was bedeutet, dass der magnetische Fluss Φ , der den Ring durchsetzt, quantisiert ist und ausschließlich ganzzahlige Vielfache des Flussquants Φ_0 annehmen kann.

Die Josephson-Effekte beziehen sich auf den sogenannten Josephson-Kontakt, der eine schwache elektrische Verbindung zwischen zwei supraleitenden Elektroden bezeichnet. Der Grad der Kopplung zwischen den Elektroden kann mit der Kopplungskonstante κ quantifiziert werden. Die erste der beiden Josephson-Gleichungen [Jos62, Jos64] besagt, dass die Suprastromdichte

$$j_s = j_c \sin(\varphi) \quad (3.2)$$

durch einen Josephson-Kontakt proportional zu der kritischen Stromdichte $j_c \propto 2\kappa n_s/\hbar$ und sinusförmig abhängig von der eichinvarianten Phasendifferenz

$$\varphi = \theta_2 - \theta_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (3.3)$$

ist. Hierbei bezeichnet \mathbf{A} das magnetische Vektorpotential in der Barriere und θ_2 respektive θ_1 die jeweilige Phase der makroskopischen Wellenfunktion in den beiden Elektroden. Zusätzlich wurde vereinfachend angenommen, dass die beiden supraleitenden Elektroden dieselbe Teilchenzahldichte n_s an supraleitenden Ladungsträgern besitzen. Die zeitliche Ableitung der eichinvarianten Phasendifferenz

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (3.4)$$

ist nach der zweiten Josephson-Gleichung proportional zu der über dem Kontakt abfallenden Spannung U . Diese makroskopischen Quanteneffekte haben weitreichende Folgen für die Physik der Supraleiter sowie der Josephson-Kontakte. Außerdem ermöglichen sie eine Vielzahl an technischen Anwendungen und die Konstruktion faszinierender supraleitender Quantenbauteile wie beispielsweise des SQUIDS.

3.1 Grundaufbau des dc-SQUIDS und RCSJ-Modell

Ein dc-SQUID besteht aus einer geschlossenen supraleitenden Leiterschleife, die durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. In Abbildung 3.1 a) ist der schematische Aufbau eines dc-SQUIDS gezeigt. Der Einfachheit halber wurde hier angenommen, dass das SQUID komplett symmetrisch aufgebaut ist und identische

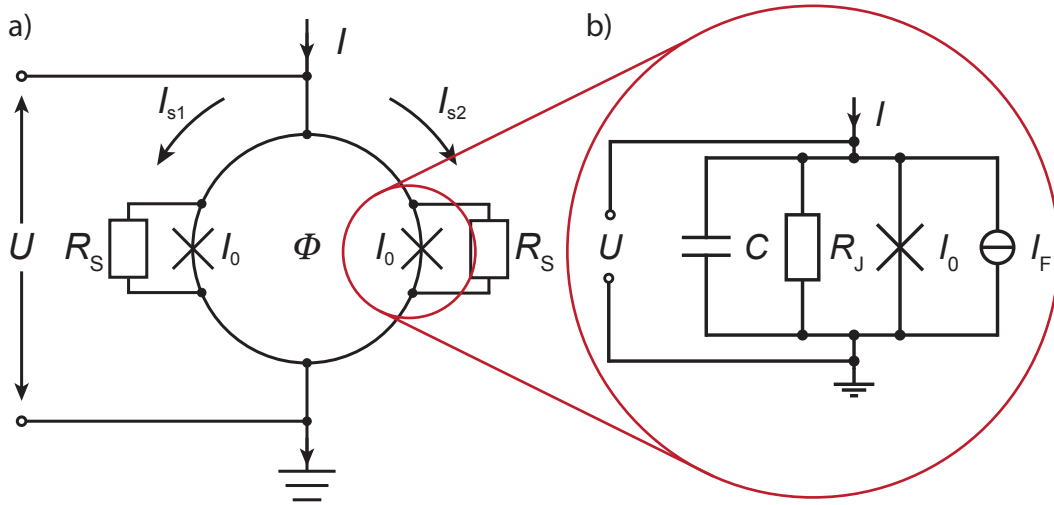


Abbildung 3.1: a) Schematische Darstellung eines dc-SQUIDs mit geshunteten Josephson-Kontakten und b) das Ersatzschaltbild von einem resistiv und kapazitiv kurzgeschlossenen Josephson-Kontakt.

Josephson-Kontakte besitzt. Die beiden in Abbildung 3.1 a) durch Kreuze dargestellten Josephson-Kontakte mit dem kritischen Strom I_0 können im Rahmen des RCSJ-Modells als idealer Josephson-Kontakt, der parallel zu einem Widerstand R_J , einer Kapazität C und einer idealen Rauschquelle mit dem Rauschstrom I_F geschaltet ist, beschrieben werden. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild für einen solchen realen Josephson-Kontakt ist in Abbildung 3.1 b) gegeben. Vermittels dieses phänomenologisch begründeten Modells können die dynamischen Eigenschaften eines Josephson-Kontakts, dessen Kantenlänge kleiner ist als die sogenannte Josephson-Eindringtiefe [Wei69]

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c (\lambda_L^{(1)} + \lambda_L^{(2)} + d)}} \quad , \quad (3.5)$$

beschrieben werden. Hierbei bezeichnet $j_c = I_0/A$ die kritische Stromdichte bei einer Fläche A des Kontakts, $\lambda_L^{(1)}$ und $\lambda_L^{(2)}$ die Londonschen Eindringtiefen der beiden Supraleiter und d die Dicke der Isolatorschicht. Die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Bauteils, im Folgenden I - U -Kennlinie genannt, bezeichnet den Zusammenhang zwischen einem in das Bauteil eingprägten variierenden Strom I und der dadurch über dem Bauteil abfallenden Spannung U . Die I - U -Kennlinie eines Josephson-Kontaktes, bei dem der Stewart-McCumber-Parameter [Ste68, McC68]

$$\beta_c = \frac{2e}{h} I_0 R_J^2 C \quad (3.6)$$

größer als 1 ist, zeigt hysteretisches Verhalten. Da dieses im Betrieb eines dc-SQUIDs meist unerwünscht ist, wird üblicherweise durch die Parallelschaltung eines sogenann-

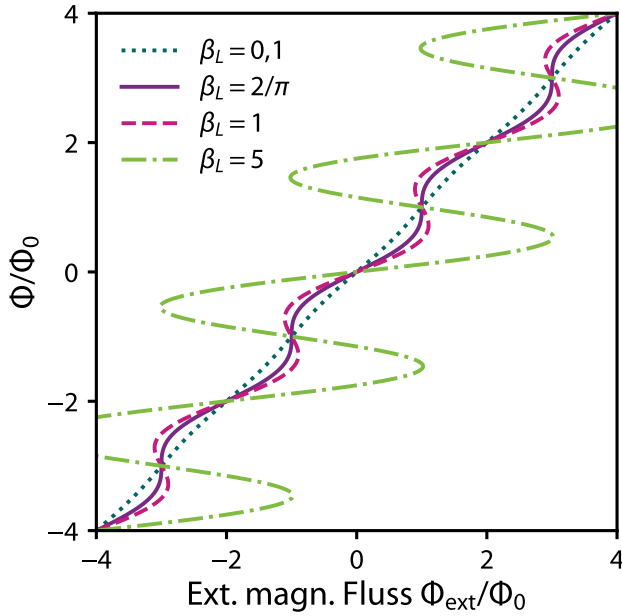


Abbildung 3.2: Verlauf des normierten magnetischen Gesamtflusses Φ/Φ_0 in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss Φ_{ext}/Φ_0 für verschiedene Werte des Abschirmparameters β_L .

ten Shunt-Widerstands $R_S < R_J$ zum Josephson-Kontakt dafür gesorgt, dass $\beta_c \leq 1$ beträgt. Der intrinsische Widerstand des Josephson-Kontakts R_J und der Shunt-Widerstand R_S sind parallel geschaltet. Daher wird R_J in der Gleichung (3.6) durch einen Gesamtwiderstand ersetzt, der durch den Zusammenhang $R^{-1} = R_J^{-1} + R_S^{-1}$ definiert wird.

Wird die SQUID-Leiterschleife von einem magnetischen Fluss Φ durchsetzt, der nicht einem ganzzahligen Vielfachen des magnetischen Flussquantums Φ_0 entspricht, entsteht in ihr ein zirkulierender Abschirmstrom

$$J = \frac{I_{s2} - I_{s1}}{2} \quad , \quad (3.7)$$

wobei durch I_{s2} und I_{s1} jeweils der durch den rechten beziehungsweise linken Arm des SQUIDs fließende Suprastrom, der in Abbildung 3.1 eingezeichnet ist, bezeichnet wird. Der Abschirmstrom induziert seinerseits wiederum einen magnetischen Fluss $\Phi_J = LJ$ in der Leiterschleife. Hierbei spielt der Abschirmparameter

$$\beta_L = \frac{2LI_0}{\Phi_0} \quad , \quad (3.8)$$

welcher das Verhältnis zwischen dem durch den maximal möglichen Abschirmstrom generierten magnetischen Fluss $LJ^{\text{max}} = LI_0$ und einem halben Flussquant $\Phi_0/2$ abbildet, eine entscheidende Rolle. In Abbildung 3.2 ist der gesamte magnetische Fluss Φ in der SQUID-Leiterschleife in Abhängigkeit vom extern angelegten magnetischen Fluss Φ_{ext} für verschiedene Abschirmparameter β_L dargestellt. Der magnetische Gesamtfluss im SQUID kann bei großen Abschirmparametern $\beta_L > 2/\pi$ bei demselben extern angelegten Fluss verschiedene Werte annehmen. Soll der äußere magnetische

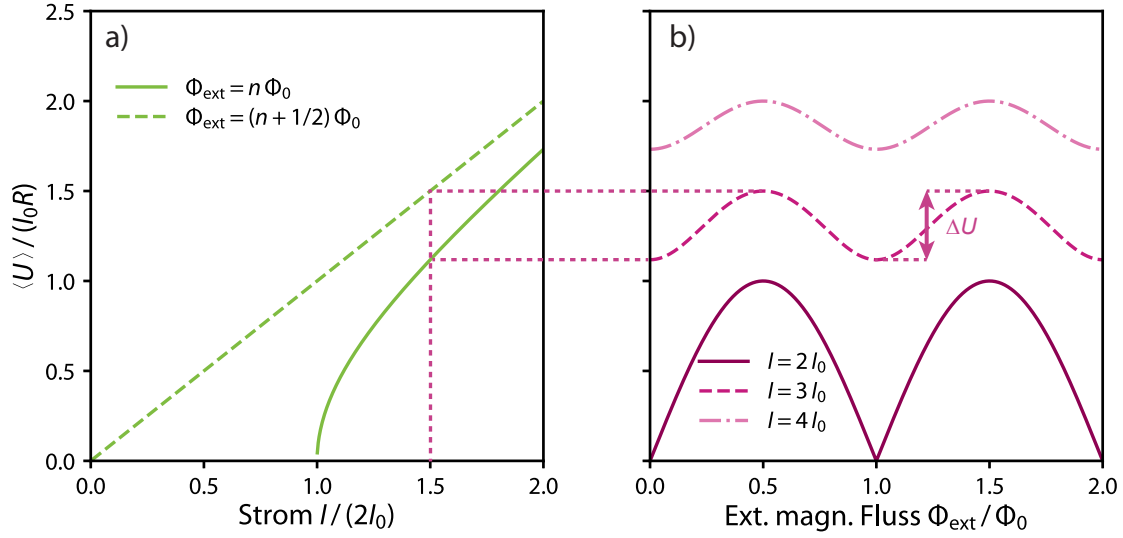


Abbildung 3.3: a) Strom-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs mit vernachlässigbaren Abschirmströmen und stark überdämpften Josephson-Kontakten, d.h. $\beta_L \ll 1$ und $\beta_c \ll 1$, für die Fälle $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ und $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$. b) Die über dem SQUID abfallende Spannung bei verschiedenen konstanten Betriebsströmen $I_b = 2I_0, 3I_0, 4I_0$ in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss.

Fluss durch ein dc-SQUID eindeutig abgebildet werden, gilt es, eine Hysterese der I - U -Kennlinie zu verhindern. Dies ist für kleine Abschirmparameter $\beta_L < 2/\pi$ gegeben.

Für den Fall $\beta_L \ll 1$ und $\beta_c \ll 1$ kann der Verlauf der I - U -Kennlinie in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss näherungsweise durch den analytischen Ausdruck

$$\langle U(t) \rangle = I_0 R \sqrt{\left(\frac{I}{2I_0}\right)^2 - \left(\frac{I_s^{\text{max}}(\Phi_{\text{ext}})}{2I_0}\right)^2} = I_0 R \sqrt{\left(\frac{I}{2I_0}\right)^2 - \cos^2\left(\frac{\pi \Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}\right)} \quad (3.9)$$

beschrieben werden, wobei I_s^{max} den maximal möglichen Suprastrom bezeichnet. Der Verlauf der resultierenden I - U -Kennlinie ist in Abbildung 3.3 a) für die Fälle $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ und $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ abgebildet. Wird der in das SQUID eingepreßte Strom I auf einen bestimmten Wert festgelegt und der externe magnetische Fluss Φ_{ext} kontinuierlich variiert, so oszilliert die mittlere über dem SQUID abfallende Spannung $\langle U \rangle$ periodisch mit der Periodenlänge Φ_0 . Der Betrieb des dc-SQUIDs bei einem festgelegten Strom I_b wird Strombetrieb genannt. Die entsprechende U - Φ -Kennlinie ist in Abbildung 3.3 b) für die Fälle $I_b = 2I_0, I = 3I_0$ und $I = 4I_0$ gezeigt. Die Differenz zwischen dem maximalen und dem minimalen Spannungswert wird als Spannungshub ΔU bezeichnet und ist an dieser Stelle maximal für einen Strom von $I_b^{\text{max}} = 2I_0$. Die differentielle Steigung der U - Φ -Kennlinie am Arbeitspunkt ist durch

den Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten

$$V_\Phi = \left| \left(\frac{\partial U}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \right)_{I=\text{const.}} \right| \quad (3.10)$$

gegeben. Für einen externen magnetischen Fluss von $\Phi_b = (2n + 1)/4\Phi_0$ ist dieser maximal und in einem kleinen Flussintervall um diesen Wert annähernd konstant. Daher kann der extern angelegte magnetische Fluss am SQUID

$$\Phi_{\text{ext}} = \frac{U}{V_\Phi} \quad (3.11)$$

in diesem Bereich durch die über dem SQUID abfallende Spannung U und den Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten V_Φ ausgedrückt werden. Analog zum Strombetrieb ist ein Spannungsbetrieb denkbar, bei dem die über dem SQUID abfallende Spannung konstant gehalten wird und der durch das SQUID fließende Strom periodisch variiert. Die Differenz zwischen dem minimalen und maximalen Strom wird Stromhub ΔI genannt und ist maximal für Spannungen nahe $U = 0$. In diesem Fall entspricht die I - Φ -Kennlinie dem Verlauf des gesamten kritischen Stroms des dc-SQUIDS in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss und wird als I_c - Φ -Kennlinie bezeichnet. Der Stromhub der I_c - Φ -Kennlinie wird auch Modulationstiefe ΔI_c genannt. Die differentielle Steigung der I - Φ -Kennlinie am Arbeitspunkt

$$I_\Phi = \left| \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \right)_{U=\text{const.}} \right| \quad (3.12)$$

wird als Strom-zu-Fluss-Transferkoeffizient bezeichnet. In den Unterabschnitten 4.1 und 4.2 wird auf die beiden hier eingeführten Betriebsmodi zurückgegriffen.

3.1.1 Bewegungsgleichungen des dc-SQUIDS und numerische Lösung

Der im vorigen Abschnitt erwähnte Fall des dc-SQUIDS mit verschwindendem Abschirmungsparameter und Stewart-McCumber-Parameter ist zwar analytisch lösbar, jedoch in der Praxis meist von geringer Relevanz. Durch numerische Methoden wie beispielsweise die in [Tes77] verwendeten, wurde die Beschreibung der Dynamik eines dc-SQUIDS in einem weniger eingeschränkten Parameter-Raum möglich. Im Einzelnen wird dazu zunächst eine zu dem in der Abbildung 3.1 gezeigten Schaltbild analoge Ersatzschaltung für das dc-SQUID herangezogen. Hierbei ist es möglich, eine eventuelle Asymmetrie der Parameter der Josephson-Kontakte und der Induktivität der beiden Arme der SQUID-Leiterschleife zuzulassen und mathematisch zu beschreiben. Dazu werden die kritischen Ströme der Josephson-Kontakte $I_0(1 + \alpha_I)$ und $I_0(1 - \alpha_I)$ mittels des I_0 -Asymmetrieparameters $|\alpha_I| \leq 1$ definiert. Analog dazu werden der L -Asymmetrieparameter $|\eta| \leq 1$ für die Induktivitäten der beiden

Spulenarme $L(1 + \eta)/2$ und $L(1 - \eta)/2$, der R -Asymmetrieparameter $|\rho| \leq 1$ für die Gesamtwiderstände $R/(1 + \rho)$ und $R/(1 - \rho)$ und der C -Asymmetrieparameter $|\gamma| \leq 1$ für die intrinsischen Kapazitäten $C(1 + \gamma)$ und $C(1 - \gamma)$ der beiden Josephson-Kontakte festgelegt. Die Kapazität C ist genau wie der kritische Strom I_0 eines Josephson-Kontakts proportional zu seiner Fläche A , weswegen in manchen Modellen $\alpha_I = \gamma$ angenommen wird. Im nächsten Schritt werden unter Zuhilfenahme der Kirchhoffschen Maschen- und Knotenregeln, der Fluxoidquantisierung (3.1), der Josephsongleichungen (3.2) und (3.4) und der Definition des zirkulierenden Abschirmstroms (3.7) die folgenden Bewegungsgleichungen aufgestellt. Die über dem SQUID abfallende Spannung

$$U = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left((1 + \eta) \frac{d\varphi_1}{dt} + (1 - \eta) \frac{d\varphi_2}{dt} \right) \quad (3.13)$$

wird durch die zeitliche Ableitung der beiden Phasendifferenzen φ_1 und φ_2 ausgedrückt, wobei der Index 1 einen Parameter im linken Arm des SQUIDs und der Index 2 einen Parameter im rechten Arm des SQUIDs markiert. Der zirkulierende Abschirmstrom

$$J = (\varphi_1 - \varphi_2) \frac{\Phi_0}{2\pi L} - \frac{\Phi_{\text{ext}}}{L} - \frac{n\Phi_0}{L} - \eta \frac{I}{2} \quad (3.14)$$

ist abhängig von den Phasendifferenzen φ_1 und φ_2 , dem externen magnetischen Fluss Φ_{ext} und dem Gesamtstrom I , der durch das SQUID fließt. Die Anzahl n der magnetischen Flussquanten kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit als $n = 0$ angenommen werden. Aus der Parallelschaltung des idealen Josephson-Kontakts, des Widerstands, der Kapazität und der Rauschquelle mit der Spannung U_{N1} im linken Arm des SQUIDs ergibt sich eine Differentialgleichung

$$(1 - \gamma) \frac{CR}{(1 - \rho)} \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{R}{(1 - \rho)} [I - (1 - \alpha_I)I_0 \sin \varphi_1 - J] + \frac{2\pi}{\Phi_0} U_{N1} \quad (3.15)$$

mit der Variable φ_1 . Analog dazu kann für den rechten Arm des SQUIDs die Gleichung

$$(1 + \gamma) \frac{CR}{(1 + \rho)} \frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{R}{(1 + \rho)} [I - (1 + \alpha_I)I_0 \sin \varphi_2 + J] + \frac{2\pi}{\Phi_0} U_{N2} \quad (3.16)$$

mit der Spannung der Rauschquelle U_{N2} und der Variablen φ_2 aufgestellt werden. Die Formeln (3.13) bis (3.16) bilden ein Gleichungssystem in den Variablen φ_1 und φ_2 , das bereits in der Vergangenheit sowohl mittels numerischer Methoden [Tes77] als auch mit Hilfe einer Anlogschaltungssimulation [dW84] gelöst wurde. Im Folgenden werden einige Ergebnisse solcher Kalkulationen aus den verschiedenen Veröffentlichungen zusammengefasst.

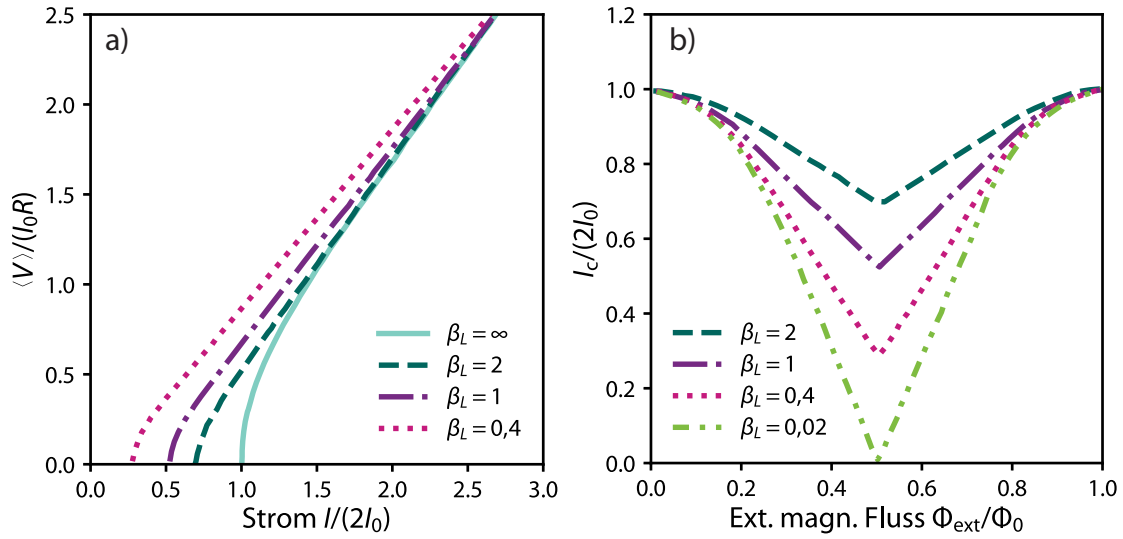


Abbildung 3.4: a) Strom-Spannungs-Kennlinie eines symmetrischen dc-SQUIDs für verschiedene Abschirmparameter $\beta_L \ll 1$ bei einem externen magnetischen Fluss von $\Phi_{\text{ext}} = 0,5\Phi_0$. b) Die I_c - Φ -Kennlinie eines symmetrischen dc-SQUIDs in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss Φ_{ext} für verschiedene Abschirmparameter β_L . Beide Grafiken wurden aus [Tes77] entnommen.

Abhängigkeit der Kennlinien vom Abschirmparameter β_L

In Abbildung 3.4 a) ist die I - U -Kennlinie eines symmetrischen dc-SQUIDs bei einem externen magnetischen Fluss von $\Phi_{\text{ext}} = 0,5\Phi_0$ für verschiedene Abschirmparameter β_L gezeigt. Der Verlauf der I - U -Kennlinie ist für ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants Φ_0 unabhängig vom Abschirmparameter β_L . Bei sehr großen $\beta_L \gg 1$ moduliert der magnetische Fluss die I - U -Kennlinie kaum, was zur Folge hat, dass der Spannungshub ΔU und die Modulationstiefe ΔI_c gering ausfällt. Ist der Abschirmparameter hingegen $\beta_L \ll 1$, nähert sich die I - U -Kennlinie für halbzahlige Vielfache von Φ_0 einer Ursprungsgeraden an. In diesem Fall ist die Modulationstiefe maximal und entspricht einem Wert von $\Delta I_c = 2I_0$. Dies spiegelt sich auch im Verlauf des kritischen Stroms I_c in Abhängigkeit des externen magnetischen Flusses Φ_{ext} bei verschiedenen Abschirmparametern β_L wieder, welcher in Abbildung 3.4 b) zu sehen ist. Die relative Modulationstiefe $\Delta I_c / (2I_0)$ ist minimal für große β_L und maximal für $\beta_L \rightarrow 0$. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 4.5 noch einmal aufgegriffen, da er zur experimentellen Bestimmung der Induktivität L eines dc-SQUIDs verwendet werden kann. Die in Abbildung 3.4 gezeigten Ergebnisse stammen aus [Tes77] und entstanden unter Vernachlässigung der Kapazität C und der Rauschterme U_{N1} und U_{N2} .

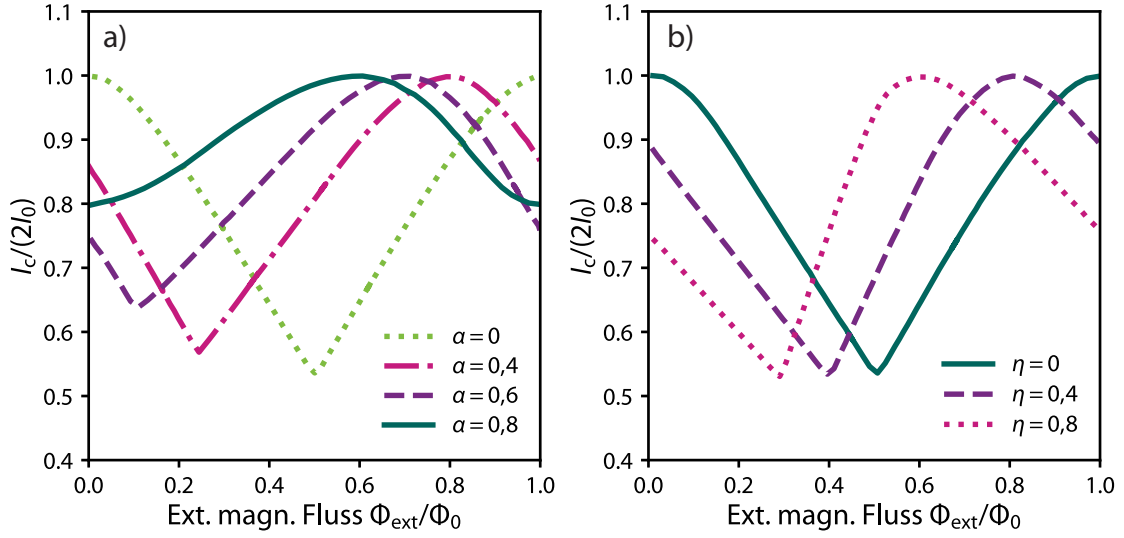


Abbildung 3.5: Die I_c - Φ -Kennlinie eines dc-SQUIDS in Abhängigkeit vom externen magnetischen Fluss Φ_{ext} für verschiedene Asymmetrieparameter a) α_I der kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte und b) η der Induktivitäten der beiden SQUID-Arme. Entnommen aus [Tes77].

Kennlinien des dc-SQUIDS bei asymmetrischen Parametern

Aus derselben Veröffentlichung stammt auch die Abbildung 3.5, welche die I_c - Φ -Kennlinien asymmetrischer dc-SQUIDS für verschiedene Asymmetrieparameter zeigt. Hierbei wurde wieder die Kapazität C sowie die Rauschterme U_{N1} und U_{N2} vernachlässigt. Der Abschirmparameter wurde auf $\beta_L = 1$ festgelegt, da dies, wie im Unterabschnitt 3.2.1 noch erläutert werden soll, der hinsichtlich des Johnson-Nyquist-Rauschens optimale Wert ist. Eine Asymmetrie $\alpha_I > 0$ des kritischen Stroms I_c führt, wie aus der Abbildung 3.5 a) ersichtlich ist, zu einer Verkipfung der I_c - Φ -Kennlinie sowie zu einer Verminderung der relativen Modulationstiefe $\Delta I_c/(2I_0)$. Im Gegensatz dazu neigt sich die I_c - Φ -Kennlinie bei einer Asymmetrie der Induktivitäten der beiden SQUID-Arme $\eta > 0$ ohne eine Verminderung der relativen Modulationstiefe, wobei die Richtung der Neigung dem Effekt bei asymmetrischen kritischen Strömen entgegenwirkt. Dies ist in Abbildung 3.5 b) veranschaulicht. Die Asymmetrie der Widerstände $\rho > 0$ und der Kapazitäten $\gamma > 0$ hat keinen Effekt auf die I_c - Φ -Kennlinie [Cla04]. Die U - Φ -Kennlinie hingegen wird durch eine solche Asymmetrie der Widerstände oder der Kapazitäten gekippt, dementsprechend unterscheiden sich die Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten der aufsteigenden und absteigenden Flanke der Kennlinie [Mül01]. Dies führt dazu, dass einer der beiden Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten größer ist als er im Falle eines symmetrischen SQUIDS wäre. Dieser Effekt kann beim Entwurf praktischer SQUIDS zur Optimierung der Leis-

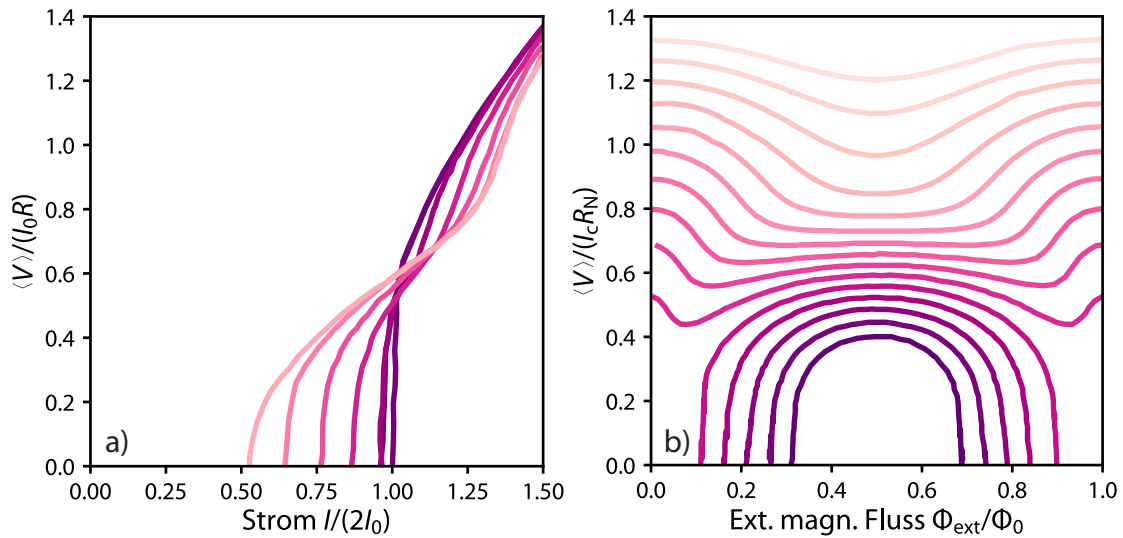


Abbildung 3.6: Darstellung der numerisch kalkulierten Kennlinien eines symmetrischen dc-SQUIDS unter Berücksichtigung der Kapazität C mit dem Abschirmparameter $\beta_L = 1$ und dem Stewart-McCumber-Parameter $\beta_c = 1$ unter Vernachlässigung des Rauschens: a) Die I - U -Kennlinie für verschiedene externe magnetische Flüsse $\Phi_{\text{ext}} \in [0, \Phi_0/2]$ in Schritten von $0,1 \Phi_0$ und b) U - Φ -Kennlinie für verschiedene Betriebsströme $I_b \in [1,5 I_0, 2,9 I_0]$. Entnommen aus [Cla04].

tungsmerkmale des SQUIDS genutzt werden. Eine Asymmetrie der kritischen Ströme oder der Induktivitäten der beiden SQUID-Arme hingegen führt nur zu einer Verschiebung der U - Φ -Kennlinie entlang der Φ -Achse.

Numerische Simulation der Kennlinien unter Beachtung der Kapazität C

Die bisher diskutierten numerisch berechneten Kennlinien entstanden sämtlich unter Vernachlässigung der Kapazität C der Josephson-Kontakte. Abbildung 3.6 zeigt I - U -Kennlinien und die korrespondierenden U - Φ -Kennlinien, die für ein symmetrisches SQUID unter Berücksichtigung der Kapazität C numerisch berechnet wurden [Cla04]. Hierbei wurde der Abschirmparameter $\beta_L = 1$ sowie der Stewart-McCumber-Parameter $\beta_c = 1$ gewählt. Die Kapazität C der Josephson-Kontakte bildet hierbei mit der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife einen Resonanzkreis mit der Resonanzfrequenz $f_{\text{res}} = 1/(2\pi\sqrt{LC/2})$. Ist die Frequenz $f_J = V/\Phi_0$ der hochfrequent oszillierenden Josephson-Ströme der beiden Josephson-Kontakte im SQUID gleich dieser Resonanzfrequenz, so wird die Resonanz angeregt. Dies geschieht hauptsächlich im sogenannten beating-Modus, bei dem der Kreisstrom $J \neq 0$ im SQUID oszilliert, was zum Beispiel im symmetrischen Fall für einen magnetischen Fluss von $\Phi_0/2$

gegeben ist [Imr78, BJ81, Ket84]. Im Gegensatz dazu verändert sich das dynamische Verhalten des SQUIDs für einen magnetischen Fluss von ganzzahligen Flussquanten nicht merklich, da in diesem Fall keine Kreisströme existieren. Die in Abbildung 3.6 a) gezeigten I - U -Kennlinien enthalten daher im Gegensatz zu den bisher gezeigten Kennlinien dieser Art einen Punkt, an dem sich die Kennlinien für verschiedene Werte des externen magnetischen Flusses Φ_{ext} schneiden. Der Schnittpunkt befindet sich im vorliegenden Fall bei einem Strom von ungefähr $I = 2I_0$. Dies führt dazu, dass die in Abbildung 3.6 b) dargestellte U - Φ -Kennlinie bei ganzzahligen Vielfachen des Flussquants Maxima ausbildet. Ist der Betriebsstrom deutlich größer als $2I_0$, bildet die U - Φ -Kennlinie bei halbzahligen Vielfachen des Flussquants ein Minimum aus. Außerdem kann bei I - U -Kennlinien von dc-SQUIDs mit nicht verschwindender Kapazität $C \neq 0$ abhängig vom Stewart-McCumber-Parameter β_c eine Hysterese auftreten. Diese tritt auf, sobald der Parameter ungefähr $\beta_c \geq 1$ ist, und ist stärker ausgeprägt, je größer β_c ist. Zudem ist die Ausbildung der Hysterese abhängig von dem Einfluss der bisher vernachlässigten Rauschterme U_{N1} und U_{N2} , welcher im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

Numerisch simulierte Kennlinien mit Rauschen

Um den Einfluss des Johnson-Nyquist-Rauschens des Widerstands R auf den Verlauf der Kennlinien eines symmetrischen dc-SQUIDs mit $\beta_L \ll 1$ zu diskutieren, soll an dieser Stelle zunächst noch einmal $C = 0$ angenommen werden. Zur Modellierung des thermischen Rauschens des SQUIDs wird in der numerischen Simulation angenommen, dass die Rauschterme U_{N1} und U_{N2} durch die spektrale Leistungsdichte

$$S_U = 4k_B T R \quad (3.17)$$

charakterisiert sind. Eine ausführlichere Diskussion zum Thema Rauschen in dc-SQUIDs folgt in Abschnitt 3.2. In Abbildung 3.7 a) ist der Verlauf der I - U -Kennlinien eines symmetrischen SQUIDs mit dem Abschirmparameter $\beta_L = 1$ bei verschiedenen Werten des externen magnetischen Flusses Φ_{ext} gezeigt. Die korrespondierenden U - Φ -Kennlinien sind in Abbildung 3.7 b) für verschiedene Betriebsströme I_b abgebildet. Bei der numerischen Berechnung der Kennlinien in [Tes77] wurde die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens (3.17) in dimensionslosen Einheiten $S_v = 4\Gamma$ verwendet, wodurch der Rauschparameter

$$\Gamma = \frac{2\pi k_B T}{\Phi_0 I_0} \quad (3.18)$$

definiert wird. Für die Kennlinien in der Abbildung 3.7 wurde der Rauschparameter auf $\Gamma = 0,05$ festgelegt, was beispielsweise einer Temperatur von $T = 4,2$ K und einem kritischen Strom von $I_0 = 3,5$ μ A entspricht. Zum Vergleich sind die Kennlinien im rauschfreien Fall zusätzlich als gestrichelte Linien eingezeichnet. Bei kleinen

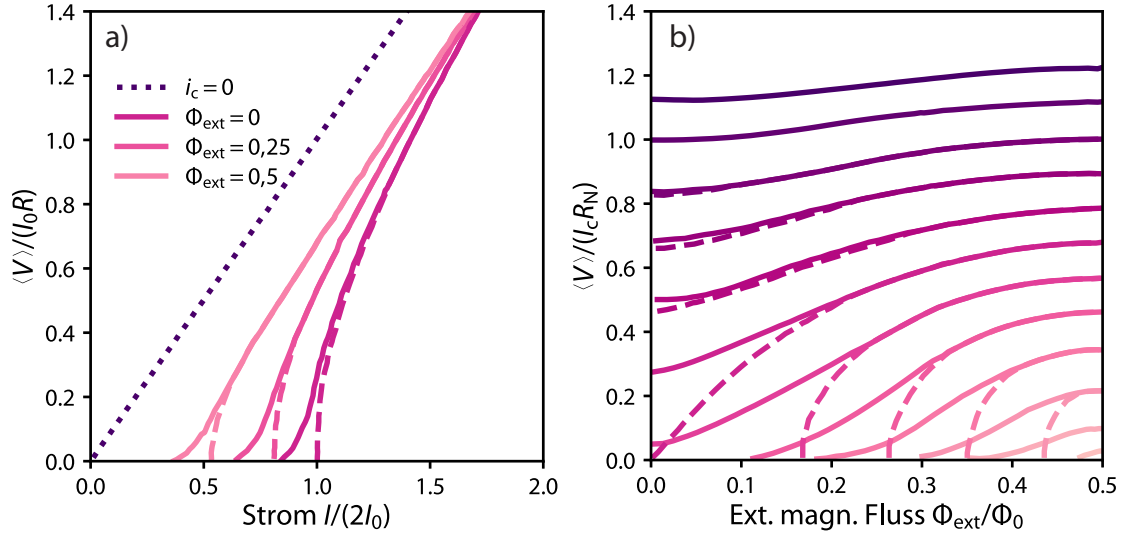


Abbildung 3.7: Vergleichende Darstellung der numerisch kalkulierten Kennlinien eines dc-SQUIDS mit und ohne Rauschen. Die unter Berücksichtigung des Rauschterms berechneten Kennlinien sind als durchgezogene Linien gezeichnet. Die Kennlinien, die unter Vernachlässigung des Rauschens berechnet wurden, sind durch gestrichelte Linien symbolisiert. a) Die I - U -Kennlinie für verschiedene externe magnetische Flüsse Φ_{ext} eines symmetrischen dc-SQUIDS mit dem Abschirmparameter $\beta_L = 1$ und b) die entsprechenden U - Φ -Kennlinien für verschiedene Betriebsströme von $I_b = 0,8 I_0$ bis $3,0 I_0$ in Schritten von $0,2 I_0$. Die Kennlinien, bei denen der Rauschterm nicht vernachlässigt war, wurden mit dem Rauschparameter $\Gamma = 0,05$ berechnet. Entnommen aus [Tes77].

Spannungen $U \approx 0$ weicht der Verlauf der rauschfreien Kennlinien stark von den Kennlinien mit $\Gamma > 0$ ab. Diese Abweichung wird geringer, je größer die Spannung U ist. Durch die entstehende Rauschverrundung der I - U -Kennlinie verringert sich der Betriebsstrom, der zur Maximierung des Spannungshubs ΔU führt und kann durch den Zusammenhang

$$I_b^{\text{max}} \approx 2I_0 \left(1 - \sqrt{\Gamma/\pi}\right) \quad (3.19)$$

ausgedrückt werden [Dru96b, Vos81a]. Computersimulationen zeigen, dass der Rauschparameter $\Gamma < 0,2$ sein sollte, um die Rauschverrundung sinnvoll zu unterdrücken [Cla88a]. Bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K ist dies bereits bei einem kritischen Strom von $I_0 > 1 \mu\text{A}$ erreicht. Der dimensionslose Parameter

$$\beta_L \Gamma = \frac{4\pi k_B T L}{\Phi_0^2} \quad (3.20)$$

setzt die thermische Energie mit der Energie eines Flussquants in der SQUID-Induktivität in Relation [dW84] und bildet ein weiteres Maß für die Rauschverrundung

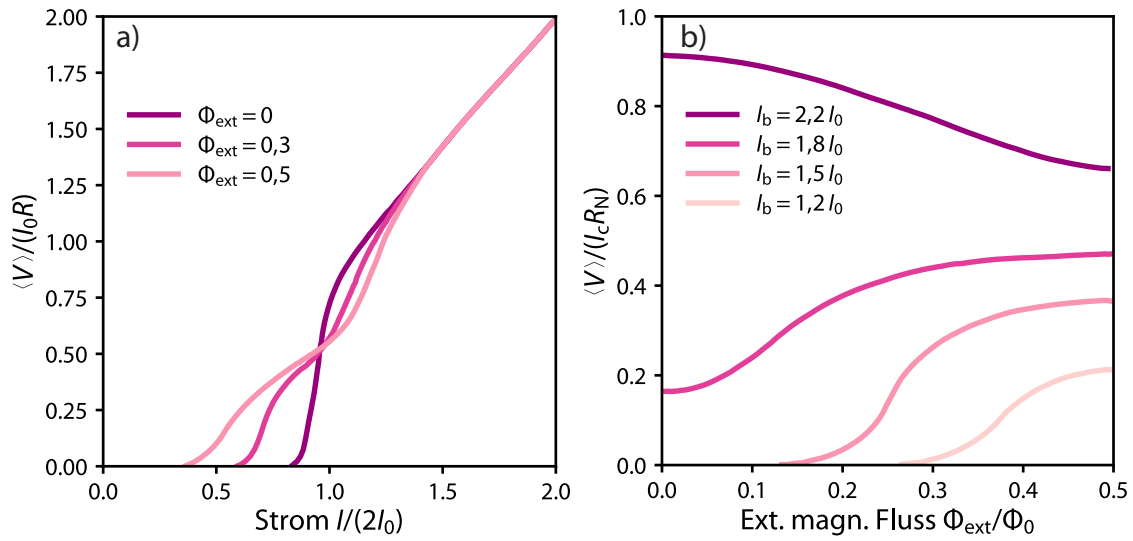


Abbildung 3.8: a) Die I - U -Kennlinie und b) U - Φ -Kennlinie eines symmetrischen dc-SQUIDs mit dem Abschirmparameter $\beta_L = 1$ und dem Rauschparameter $\Gamma = 0,05$. Die Kennlinien entstanden unter Verwendung einer Anlogschaltungssimulation. Dabei wurde die Kapazität der Josephson-Kontakte C nicht vernachlässigt. Der Stewart-McCumber-Parameter beträgt hier $\beta_c = 1,6$. Entnommen aus [dW84].

der Kennlinien. Numerische Simulationen [Koe99] legen nahe, dass das thermisch induzierte Flussrauschen in der SQUID-Leiterschleife eines dc-SQUIDs unterhalb eines Wertes von $\beta_L \Gamma < 0,2$ konstant bleibt.

Zum Abschluss dieses Abschnitts sollen I - U -Kennlinien und U - Φ -Kennlinien diskutiert werden, die unter Berücksichtigung aller Terme des Gleichungssystems (3.13)-(3.16) entstanden. Dies entspricht einem dc-SQUID, dessen geschuntete Josephson-Kontakte durch eine Parallelschaltung eines idealen Josephson-Kontakts, eines Widerstands, einer Kapazität und einer Rauschquelle modelliert werden. Die in Abbildung 3.8 dargestellten Kennlinien wurden durch eine Anlogschaltungssimulation auf einem Hybridrechner berechnet [dW84]. Der dabei ermittelte optimale Wert für den Stewart-McCumber-Parameter liegt zwischen $\beta_c = 1$ und 2 und ist abhängig von dem dimensionslosen Produkt $\beta_L \Gamma$ des Abschirmparameters und des Rauschparameters, das durch Gleichung (3.20) definiert wird. Daher wurde zur Berechnung der in der Abbildung 3.8 gezeigten Kennlinien eines symmetrischen SQUIDs mit dem Abschirmparameter $\beta_L = 1$ und dem Rauschparameter $\Gamma = 0,05$ angenommen, dass der Stewart-McCumber-Parameter $\beta_c = 1,6$ beträgt. Im Gegensatz zu der I - U -Kennlinie in der Abbildung 3.6, die bereits bei einem Hystereseparameter von $\beta_c = 1$ eine beginnende Hysterese zeigt, ist hier durch den Einfluss des Rauschens keine Hysterese erkennbar.

3.2 Rauschen in SQUIDs

Das Rauschen in dc-SQUIDs ist ein spannendes und interessantes Thema, mit dem sich Wissenschaftler*innen in der ganzen Welt seit vielen Jahren beschäftigen. Vieles wurde bereits herausgefunden, aber die Aufgabe, alle Ursachen des Rauschens in dc-SQUIDs zu finden, um sie im nächsten Schritt zu beseitigen oder wenigstens zu verringern, kann noch lange nicht als erledigt gelten. In diesem Abschnitt sollen zunächst einige grundlegende Eigenschaften und Definitionen zum Rauschen in dc-SQUIDs zusammengetragen werden. Es werden überdies auch einige Quellen für das Rauschen in dc-SQUIDs aufgeführt, die in der Vergangenheit bereits erforscht wurden und als gesichert gelten.

Die spektrale Leistungsdichte

$$S_U = \frac{2}{f_s} \Upsilon \Upsilon^* \quad (3.21)$$

des Spannungsrauschens eines dc-SQUIDs kann nach der Definition (2.2) durch die Fouriertransformierte $\Upsilon(f)$ des Zeitsignals $U(t)$ der Spannung, die über dem SQUID abfällt, ausgedrückt werden. Dementsprechend ist die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren intrinsischen magnetischen Flussrauschens

$$S_\Phi = \frac{S_U}{V_\Phi^2} \quad (3.22)$$

eines dc-SQUIDs durch das Spannungsrauschen S_U und den Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten V_Φ gegeben, sofern keine Techniken zur Linearisierung des Fluss-zu-Spannungs-Signals wie beispielsweise in Abschnitt 4.1 beschrieben oder mehrstufige Aufbauten wie beispielsweise in Abschnitt 4.2 ausgeführt wird, verwendet werden. Die intrinsische Energiesensitivität eines dc-SQUIDs, dessen dynamische Eigenschaften durch die Bewegungsgleichungen (3.13) bis (3.16) beschrieben werden, kann definiert werden als [Ket87]

$$\varepsilon_s(f) = \frac{S_\Phi(f)}{2L} = \frac{S_U(f)}{2LV_\Phi^2} \quad , \quad (3.23)$$

wobei L die Induktivität der SQUID-Leiterschleife benennt. Im einem idealen SQUID stellt die Energiesensitivität ein Maß zur Abschätzung der Rauschenergie dar. Teilweise wird sie auch mit der Energieauflösung eines SQUIDs gleichgesetzt. Diese gibt die kleinste Energieänderung ΔE_{\min} an, welche pro Bandbreiteneinheit detektiert werden kann [Vos81b]. Sie eignet sich außerdem als Gütefaktor zum Vergleich verschiedener SQUIDs mit unterschiedlichen Induktivitäten L . In Abbildung 3.9 ist ein typisches experimentell bestimmtes Leistungsdichtespektrum des Flussrauschens eines dc-SQUIDs abgebildet. Üblicherweise lässt sich das Rauschspektrum eines dc-SQUIDs in zwei voneinander weitgehend unabhängige Anteile aufteilen. Der niederfrequente Teil des Spektrums wird von einem $1/f^\alpha$ -artigen Anteil mit einem Exponenten der meist zwischen $\alpha \approx 0,1$ und $1,5$ liegt, dominiert, während das Spektrum

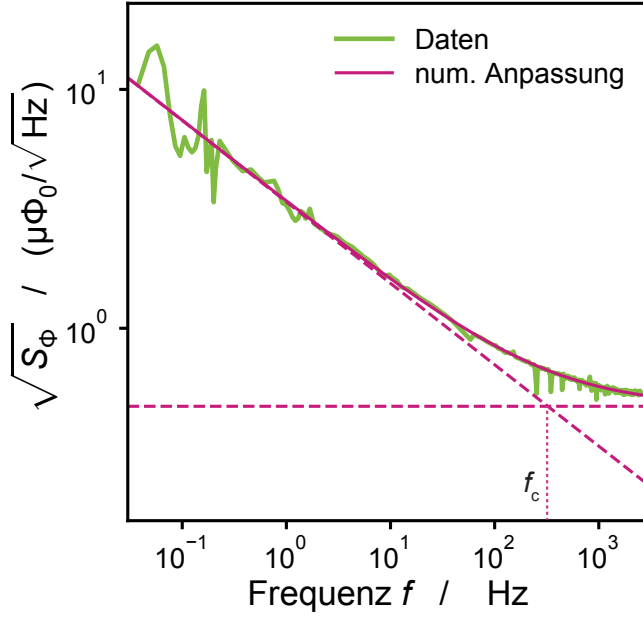


Abbildung 3.9: Typisches Frequenzspektrum eines dc-SQUIDs mit weißem und $1/f^\alpha$ -artigem Anteil. Die Messdaten sind in grün dargestellt, die numerische Anpassung der Gleichung (3.25) an die Messdaten in pink. Die gestrichelten Linien symbolisieren den weißen und den $1/f^\alpha$ -artigen Anteil des Gesamtspektrums.

zu höheren Frequenzen hin in ein frequenzunabhängiges, also weißes Rauschen übergeht. Das Gesamtspektrum des magnetischen Flussrauschens in einem SQUID kann in diesem Fall durch die Gleichung

$$S_\Phi(f) = S_{\Phi,w} + S_{\Phi,1/f}(f_r) \left(\frac{f_r}{f} \right)^\alpha \quad (3.24)$$

mit den Rauschamplituden $S_{\Phi,w}$ im weißen Bereich und $S_{\Phi,1/f}(f_r)$ bei der Auslesefrequenz f_r beschrieben werden. Diese wird üblicherweise auf $f_r = 1$ Hz festgelegt. Damit kann die zur numerischen Anpassung der Datenpunkte verwendete Gleichung

$$S_\Phi(f) = S_{\Phi,w} + \frac{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})}{f^\alpha} \quad (3.25)$$

vereinfacht werden. In der Abbildung 3.9 sind zusätzlich zu den Messdaten die numerische Anpassung der Gleichung (3.25) sowie der weiße und der $1/f$ -artige Anteil separat dargestellt. Die Eckfrequenz f_c ist als diejenige Frequenz definiert, bei der die Extrapolation des $1/f$ -artigen Anteils den weißen Anteil schneidet. Im Folgenden wird zunächst auf die Entstehung und die Eigenschaften des weißen Anteils des Gesamtspektrums eingegangen. Danach werden einige phänomenologische Erkenntnisse zum $1/f$ -artigen Anteil des Rauschspektrums diskutiert.

3.2.1 Weißes Rauschen in SQUIDs

Der frequenzunabhängige Anteil des Flussrauschens in dc-SQUIDs wird vornehmlich durch das Johnson-Nyquist-Rauschen der Shunt-Widerstände, die zur Vermeidung

hysteretischen Verhaltens parallel zu den Josephson-Kontakten geschaltet sind, verursacht. Die spektrale Leistungsdichte des Stromrauschens eines ohmschen Widerstands

$$S_I = \frac{4k_B T}{R} \quad (3.26)$$

ist proportional zu seiner Temperatur T und dem Kehrwert des elektrischen Widerstands $1/R$. Das Stromrauschen der Widerstände eines dc-SQUIDS manifestiert sich auf mehrererlei Weise als Spannungsrauschen und kann durch zwei Beiträge näherungsweise beschrieben werden. Einerseits führt der phasengleich auftretende Anteil des Stromrauschens in den Widerständen selbst zu einem Spannungsrauschen $S_I^{\text{par}} = 4k_B T/(R/2)$ mit dem Gesamtwiderstand $R/2$ aus der Parallelschaltung der Widerstände. Andererseits ergibt sich durch den zirkulären Anteil des Stromrauschens $S_I^{\text{zir}} = 4k_B T/(2R)$ in der Leiterschleife mit der Induktivität L ein Flussrauschen, das seinerseits durch den Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten V_ϕ in den Einheiten eines Spannungsrauschens ausgedrückt werden kann. Dabei ist $2R$ der Gesamtwiderstand der Serienschaltung der beiden Widerstände R in der Leiterschleife. Das gesamte Spannungsrauschen kann dann durch die Summe

$$S_U = S_I^{\text{par}} R_{\text{dyn}}^2 + S_I^{\text{zir}} L^2 V_\phi^2 \quad (3.27)$$

näherungsweise beschrieben werden. Dabei ist der dynamische Widerstand

$$R_{\text{dyn}} = \frac{V_\phi}{I_\phi} = \left| \left(\frac{\partial U}{\partial I} \right)_{\phi=\text{const.}} \right| \quad (3.28)$$

durch die differentielle Steigung der dazugehörigen I - U -Kennlinie am Arbeitspunkt gegeben. Dieser Ausdruck lässt sich mit Hilfe numerischer Simulationen [Tes77, Bru82] vereinfachen und ergibt

$$S_U = 18k_B T R \quad , \quad (3.29)$$

wobei der differentielle Widerstand durch $R_{\text{dyn}} \approx \sqrt{2}R$ angenähert wurde. Außerdem wurde der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient durch die Gleichung

$$V_\phi \approx \frac{I_0 R}{\Phi_0/2} \approx \frac{R}{L} \quad (3.30)$$

mit der Annahme $\beta_L = 1$ näherungsweise ausgedrückt. Unter der Annahme, dass $\beta_c = \beta_L = 1$, kann die Energiesensitivität

$$\varepsilon_s = \frac{9k_B T L}{R} \quad (3.31)$$

in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife und des Widerstands R der Josephson-Kontakte ausgedrückt werden. Die Analogschaltungssimulationen von [dW84] legen gar nahe, dass ein dc-SQUID mit nicht-verschwindender Kapazität eine Energiesensitivität von

$$\varepsilon_s = 12k_B T \sqrt{LC} \quad (3.32)$$

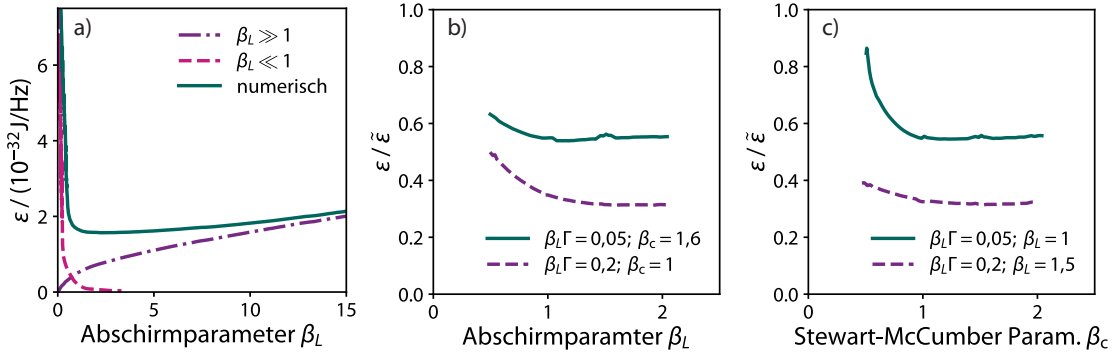


Abbildung 3.10: a) Berechnete Energiesensitivität ε eines dc-SQUIDs in Abhängigkeit des Abschirmparameters β_L als durchgezogene Linie und analytische Näherungen für den Fall $\beta_L \gg 1$ und $\beta_L \ll 1$ symbolisiert durch unterbrochene Linien. Außerdem die berechnete normierte Energiesensitivität $\varepsilon/\tilde{\varepsilon}$ in dimensionslosen Einheiten aufgetragen in Abhängigkeit b) des Abschirmparameters β_L beziehungsweise c) des Stewart-McCumber-Parameters β_c . Entnommen aus [Tes77, dW84].

erreichen kann, was nur $3/4$ des von [Tes77] und [Bru82] unter Vernachlässigung der Kapazität C simulierten Wertes beträgt.

Optimierung der Energiesensitivität

Im Rahmen der oben genannten Simulationen von [Tes77, Bru82] und [dW84] wurde die Energiesensitivität $\varepsilon_s(I_0, R, I_b, \Phi_{\text{ext}}, C, L, T)$ eines dc-SQUIDs unter Variation der verschiedenen SQUID-Parameter und der Temperatur T berechnet und anschließend optimiert. Die Kapazität C der Josephson-Kontakte, die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife und die Temperatur T sollten so klein wie möglich gewählt werden, wenn es um die Minimierung der Energiesensitivität geht. Der Betriebsstrom I_b und der magnetische Fluss Φ_{ext} sind Parameter, die vom Betriebsmodus abhängen und deren optimale Werte auch nach der Produktion der SQUIDs ständig angepasst werden können. Einzig der kritische Strom I_0 und der Widerstand R der geschunteten Josephson-Kontakte haben einen von 0 verschiedenen optimalen Wert, der beim Entwurf eines SQUID-Designs beachtet werden muss. Diese beiden Parameter müssen bei der Fabrikation bereits festgelegt werden, können jedoch durch eine Anpassung der Fabrikationsprozesse adaptiert werden, ohne das Design zu verändern.

In Abbildung 3.10 a) und b) ist die Energiesensitivität ε_s in Abhängigkeit des Abschirmparameters β_L beziehungsweise in Teil c) der Abbildung in Abhängigkeit des Stewart-McCumber-Parameters β_c abgebildet. Abbildung 3.10 a) stammt aus der Publikation [Tes77] und entstand unter Vernachlässigung der Kapazität C der

Josephson-Kontakte. Die Optimierung der Energiesensitivität hinsichtlich des Abschirmparameters ergibt einen optimalen Wert von $\beta_L = 1$ mit einem sehr moderaten Anstieg der Energiesensitivität zu größeren β_L hin. Weicht der Abschirmparameter jedoch nach unten vom optimalen Wert ab, steigt die erreichbare Energiesensitivität rasch an. Ähnliche Ergebnisse liefert dieselbe Optimierung unter Verwendung der Anologschaltungssimulation von [dW84], welche in Abbildung 3.10 b) und c) grafisch dargestellt sind. Hierbei wurde die Kapazität C der Josephson-Kontakte mit einbezogen und die Energiesensitivität hinsichtlich der beiden Parameter β_L und β_c optimiert. Die Berechnung ergibt einen optimalen Wert des Abschirmparameters zwischen $\beta_L = 1$ und 2, ebenso wie für den Stewart-McCumber-Parameter der optimale Wert $\beta_c = 1$ bis 2 gefunden wurde. Bei den gezeigten Optimierungen der Energiesensitivität wurde jeweils ein fester Wert für die Temperatur T und die Induktivität L zugrunde gelegt, was einem festen Wert des durch Gleichung (3.20) definierten dimensionslosen Parameters $\beta_L T$ entspricht. Die Optimierung aus [dW84] beweist hierbei auch, dass sowohl der optimale Wert für β_L und β_c als auch die erreichbare Energiesensitivität von ebendiesem dimensionslosen Parameter $\beta_L T$ abhängt.

Hot-Electron Effekt

Es wurde bereits erwähnt, dass sowohl das Stromrauschen S_I eines ohmschen Widerstands, als auch das Spannungsrauschen S_U sowie die intrinsische Energiesensitivität ε_s eines dc-SQUIDS in der Theorie zunächst einfach proportional von der Temperatur T abhängen. Trägt man jedoch das experimentell bestimmte Niveau des weißen Rauschens eines dc-SQUIDS in Abhängigkeit der Kryostattemperatur T_K auf, so zeigt sich, dass zu tiefen Temperaturen hin starke Abweichungen von der beispielsweise durch Gleichung (3.29) vorgegebenen Temperaturabhängigkeit sichtbar werden. Der frequenzunabhängige Anteil der spektralen Leistungsdichte des Flussrauschens nähert sich bei gleichbleibendem Arbeitspunkt ab einer gewissen Temperatur T_{\min} zu tieferen Temperaturen hin einem Plateauwert an. Im Hot-Electron-Modell [Wel94] wird die Wärmekapazität des Shunt-Widerstands in ein elektronisches und ein phononisches System unterteilt. Das elektronische System mit der Temperatur T_e ist über den Wärmewiderstand $R_{\text{th,ep}}$ an das phononische System mit der Temperatur T_{ph} gekoppelt, welches wiederum über den Kapitza-Wärmewiderstand $R_{\text{th,K}}$ an die Phononen des Wärmebads des Kryostaten gekoppelt ist. Die Temperatur des Kryostaten wird mit T_K bezeichnet. Die Unterscheidung der elektronischen und phononischen Wärmekapazität im Widerstand wird vor allem bei niedrigen Temperaturen im Bereich unterhalb von einigen 100 mK signifikant, da in diesem Temperaturbereich der Wärmewiderstand zwischen Phononen und Elektronen $R_{\text{th,ep}}$ im Festkörper stark ansteigt [Rou85]. Wird eine Leistung P im elektronischen System dissipiert, und sind die Wärmewiderstände von 0 verschieden, so befinden sich die unterschied-

lichen Systeme nicht im stationären thermischen Gleichgewicht miteinander und es gilt $T_e > T_{\text{ph}} > T_K > 0$. Sofern sich daraufhin ein Fließgleichgewicht eingestellt hat, entspricht die dissipierte Leistung P der vom elektronischen System an das phononische System des Widerstands abgegebenen Leistung

$$P = \Sigma V (T_e^5 - T_{\text{ph}}^5) \quad , \quad (3.33)$$

welche proportional zum Volumen V des Widerstands und der Differenz der fünften Potenz der jeweiligen Temperaturen T_e und T_{ph} ist. Hierbei benennt Σ eine materialabhängige Konstante, die beispielsweise in AuPd $\Sigma = 0,79 \text{ GW}/(\text{m}^3 \text{K}^5)$ beträgt [Ple09]. In der Folge wird dieselbe Leistung P vom phononischen System des Widerstands in das Phononenbad des Kryostaten übertragen. Nach [Lit59] ist diese Leistung

$$P = \sigma A (T_{\text{ph}}^4 - T_K^4) \quad (3.34)$$

proportional zur Kontaktfläche A des Widerstands mit dem Substrat und der Differenz der vierten Potenz der jeweiligen Temperaturen T_{ph} und T_K . Hierbei ist die Proportionalitätskonstante $\sigma = 1/4 R_{\text{th,K}} T_K^3$ mit dem Kapitza-Widerstand $R_{\text{th,K}}$. Ist der Widerstand durch eine dünne Metallschicht mit der Schichtdicke d_R realisiert, kann bei hinreichend tiefen Temperaturen argumentiert werden, dass der Kapitza-Widerstand $R_{\text{th,K}}$ sehr klein wird, da die Wellenlänge der thermischen Phononen $\lambda_{\text{ph}} = h v_s / (k_B T_{\text{ph}})$ größer als die Schichtdicke d_R des Metallfilms ist. In diesem Fall ist der Temperaturunterschied zwischen den beiden Phononen-Systemen $T_{\text{ph}} - T_K \approx 0$ verschwindend gering. Mit dieser Annahme kann die Temperatur der Elektronen so dann über den Zusammenhang

$$T_e = \left(\frac{P}{\Sigma V} + T_{\text{ph}}^5 \right)^{1/5} \quad (3.35)$$

mit der Temperatur der Phononen T_{ph} in Verbindung gebracht werden, wobei P die dissipierte Leistung im Volumen V ist. Doch auch für Proben desselben Materials kann die Konstante Σ beispielsweise aufgrund von Unregelmäßigkeiten in der Materialbeschaffenheit durch verschiedene Fabrikationstechniken oder -parameter hiervon abweichen. Die dissipierte Leistung P nimmt gemeinhin Werte zwischen einigen 10 bis einigen 100 pW an. Falls $T_{\text{ph}} = 0$ beträgt, kann das elektronische System auf die Minimaltemperatur

$$T_{\text{min}} = \left(\frac{P}{\Sigma V} \right)^{1/5} \quad (3.36)$$

abgekühlt werden. Wird die Elektronentemperatur T_e gegen die Phononen- oder Kryostattemperatur T_K aufgetragen, so zeigt sich bei dieser Minimaltemperatur T_{min} ein Abknicken. In Abbildung 3.11 ist der nach den Gleichungen (3.29), (3.30) und (3.35) berechnete Verlauf des frequenzunabhängigen Anteils des theoretischen

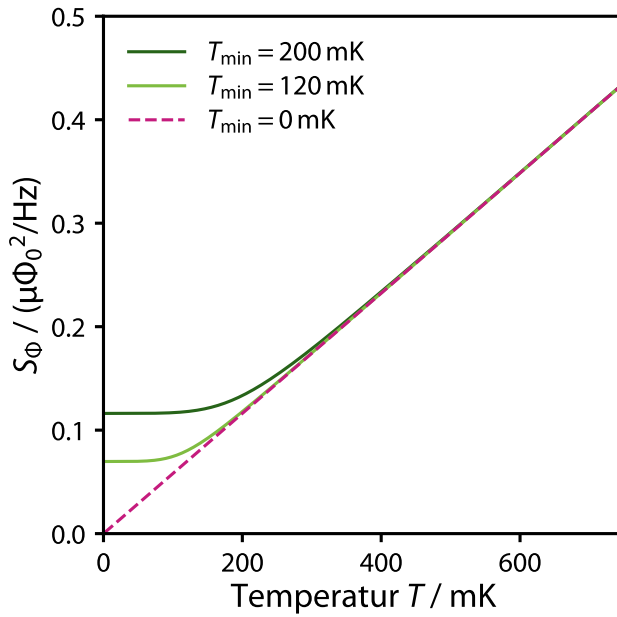


Abbildung 3.11: Theoretischer Temperaturverlauf des weißen Rauschanteils eines dc-SQUIDS bei verschiedenen Abkoppeltemperaturen $T_{\min} = 200$ mK, 120 mK und 0 mK berechnet durch die Gleichungen (3.29), (3.30) und (3.35).

Rauschspektrums eines dc-SQUIDS in Abhängigkeit von der Temperatur des Kryostaten T_K für verschiedene Minimaltemperaturen $T_{\min} = 200$ mK und 120 mK dargestellt. Hierbei wurde die Temperatur T in den Gleichungen (3.29) und (3.30) durch die Elektronentemperatur T_e ersetzt. Die gestrichelte Linie symbolisiert den idealen Verlauf ohne thermisches Abkoppeln des SQUIDS von der Kryostattemperatur. In realen Experimenten kann die Minimaltemperatur T_{\min} zwischen einigen 10 mK bis einige 100 mK betragen und durch das Integrieren von Kühlflächen in die Geometrie der Shunt-Widerstände stark verringert werden [Wel94, Wel88, Ple09]. Es wurden außerdem in der Vergangenheit bereits experimentelle Ergebnisse erzielt, die auf einen abweichenden Exponenten $n \neq 5$ in der Gleichung (3.35) hindeuten. Liegt der Exponent bei $n = 4$, deutet dies auf einen nicht-verschwindenden Einfluss des Kapitza-Widerstands hin. Im Falle von lokal stark eingegrenztem Wärmeeintrag in eine ansonsten größere Kühlfläche wird ein Exponent nahe $n = 2$ erwartet [Wel94]. Ist der Exponent $n > 5$, könnten Oberflächeneffekte oder eine große Anzahl an Störstellen im Material des Widerstands zur Erklärung in Betracht gezogen werden [Qu05, Kar07].

3.2.2 Niederfrequentes Zusatzrauschen - $1/f$ Anteil

In der Vergangenheit wurde bereits mehrfach experimentell beobachtet, dass sich die Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von dc-SQUIDS bei Temperaturen unterhalb und oberhalb von $T = 1$ K teils stark voneinander unterscheiden [Wel88, Wel87, Dru11]. Da Aluminium bei Temperaturen $T > 1,2$ K seine supraleitenden Eigenschaften verliert, liegt es nahe, die Änderung der Eigenschaften des

niederfrequenten Zusatzrauschens bei der Temperatur um $T = 1\text{ K}$ mit der Verwendung von Aluminium/-Oxid als Material für die Tunnelbarriere der Josephson-Kontakte in vielen neueren dc-SQUIDs in Verbindung zu bringen. Es existieren allerdings auch Daten von dc-SQUIDs, welche ausschließlich aus Niob/-Oxid und Blei beziehungsweise einer Blei-Indium-Legierung gefertigt sind und gleichzeitig Hinweise auf das oben genannte Verhalten zeigen. Die kritische Temperatur von Aluminium sollte hier keine Rolle spielen dürfen. Das in [Wel88] „Hochtemperatur-Exzessflussrauschen“ genannte $1/f^\alpha$ -artige Rauschen bei Temperaturen zwischen 1,2 K und 4,2 K ist Wellstood zufolge geometrieunabhängig, jedoch abhängig vom Material der SQUID-Leiterschleife. Das unterhalb von $T = 1,2\text{ K}$ auftretende, analog dazu „Tieftemperatur-Exzessflussrauschen“ genannte, $(1/f)$ -artige Rauschen ist im Gegensatz dazu materialunabhängig, besitzt aber für bestimmte SQUID-Geometrien aus ungeklärten Gründen niedrigere Amplituden bei 1 Hz. Die Diskussion der Daten im weiteren Verlauf dieser Arbeit konzentrieren sich ausschließlich auf das Tieftemperatur-Exzessflussrauschen im Temperaturbereich $T < 1\text{ K}$. Während der weiße Anteil des Rauschens in dc-SQUIDs weitestgehend von einer einzelnen Ursache ausgeht, gilt es mittlerweile als gesichert, dass der $1/f^\alpha$ -artige Anteil des Rauschens aus vielen Beiträgen unterschiedlicher Natur zusammengesetzt ist. Einige Ursachen für $1/f^\alpha$ -artiges Rauschen in dc-SQUIDs sind bereits bekannt und erforscht. Im Folgenden werden zunächst einige dieser bereits bekannten Ursachen diskutiert.

Rauschen aufgrund von I_0 -Fluktuationen

Zufällige Fluktuationen des kritischen Stroms I_0 der Josephson-Kontakte können $1/f^\alpha$ -artiges Rauschen auslösen [Sav87, Sim04]. Diese entstehen dadurch, dass ein Ladungsträger in einer Störstelle in der isolierenden Schicht des Kontakts eingefangen und später wieder freigesetzt wird. Dadurch ändert sich das Potential der Barriere im Josephson-Kontakt zeitweise und damit auch der kritische Strom I_0 . Eine einzige solche Störstelle führt also zu einem Hin- und Herschalten des kritischen Stroms zwischen zwei definierten Werten und ist charakterisiert durch das in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Verhalten. Hieraus ergibt sich dementsprechend ein tiefpassartiger Verlauf der spektralen Leistungsdichte des Rauschens [Wak86]. Mehrere Störstellen in demselben Josephson-Kontakt schalten statistisch unabhängig zwischen ihren beiden Zuständen hin und her. Dies führt zu einer Überlagerung der einzelnen tiefpassartigen Anteile der spektralen Leistungsdichte, sodass das Gesamtspektrum einen $1/f$ -artigen Verlauf annimmt. Zusätzlich verursacht die Anwesenheit von Störstellen in der Barriere des Kontakts das Auftreten von Kriechströmen, da Elektronen bei Spannungen unterhalb der Gap-Spannung U_G [Wol17] durch die Barriere tunneln können. Aus Experimenten geht hervor, dass das hier beschriebene I_0 -Rauschen eine

spektrale Leistungsdichte

$$S_{\phi, I_0}(f) \propto \frac{I_0^2 T^2}{A f} \quad (3.37)$$

proportional zu dem Quadrat des kritischen Stroms I_0 und der Temperatur T und antiproportional zur Fläche des Josephson-Kontakts A aufweist. Diese Temperaturabhängigkeit widerspricht jedoch der theoretischen Erwartung, dass die spektrale Leistungsdichte des I_0 -Rauschens einfach proportional zur Temperatur T sein sollte, sofern der oben beschriebene Mechanismus dem Effekt zugrundeliegt [VH04, Wel04, Con07]. Anstelle des Einfangens und Aussendens einzelner Elektronen könnten andere Bewegungen von Ladungsträgern wie z.B. Ionen-Rekonfiguration oder winzige normalleitende Regionen in den Elektroden die Ursache für die I_0 -Fluktuationen sein [Wel04].

Vortex-Rauschen

Des Weiteren kann $1/f^\alpha$ -artiges Rauschen auch durch Flussschläuche, sogenannte Vortices [Koc83], die an Störstellen im Supraleiter festgehalten werden können, erzeugt werden. Ein Fluss Schlauch kann durch thermische Aktivierung von seiner Störstelle, die ihn festhält, losgelöst werden und sich zwischen zwei oder mehreren benachbarten Störstellen hin- und herbewegen. Die damit verbundene Änderung des externen magnetischen Flusses koppelt - direkt oder indirekt [Fer91, Wel91a] - in das SQUID und erzeugt dort Flussrauschen mit einem tiefpassartigen Frequenzspektrum. Bewegen sich mehrere Vortices in unkorrelierten Hüpfprozessen innerhalb desselben Josephson-Kontakts, so überlagern sich die tiefpassartigen Anteile der spektralen Leistungsdichte des Flussrauschens zu einem $1/f$ -artigen Rauschen, dessen spektrale Leistungsdichte

$$S_{\phi, I_{\text{vortex}}}(f) \propto \frac{n_{\text{vortex}}}{f} \quad (3.38)$$

proportional zur Anzahldichte $n_{\text{vortex}} \propto B_{\text{cool}}$ an Flussschläuchen und somit proportional zur Flussdichte B_{cool} des äußeren Magnetfeldes, das während des Abkühlvorgangs herrschte, ist [Fer94]. Daher kann der Einfluss des durch die Bewegung von Flussschläuchen innerhalb der supraleitenden Strukturen eines dc-SQUIDS entstehenden Vortexrauschens vermindert werden, indem das Experiment in einer möglichst feldfreien Umgebung abgekühlt und betrieben wird. Außerdem wurde erwiesen [Cle98, Dan96, Mak98, Sta04, Kui09], dass das Eindringen von Flussschläuchen in supraleitende streifenartige Strukturen unwahrscheinlich ist, wenn für die Streifenbreite $w < \sqrt{\pi\Phi_0}/(4B_{\text{cool}})$ gilt. Es ist weiterhin empfehlenswert, den Abkühlvorgang an sich langsam vorstatten gehen zu lassen, damit innerhalb der Abschirmung keine Flussschläuche durch lokale Abschirmströme, die durch Temperaturgradienten während des Abkühlens entstehen, in das supraleitende Material eindringen können.

Auch wurden hier einige Empfehlungen für das Design und die Herstellung supraleitender Bauteile gefunden, wie die Vermeidung spitz zulaufender Strukturen in der Substratebene und das Erstellen möglichst sauberer und steiler Kanten in vertikaler Richtung [Sun93, Kee96]. Sogenannte flux dams, welche eine Schwachstelle in der supraleitenden Struktur bezeichnen, unterdrücken durch äußere Magnetfelder induzierte Abschirmströme. Dies verhindert somit das durch die Abschirmströme verursachte Entstehen von Vortices an den Kanten der supraleitenden Struktur [Oya01]. Neben der Vermeidung der Bildung von Vortices könnte das effektive Immobilisieren derselben eine weitere Methode sein, den Einfluss des Vortexrauschens zu vermindern [Fio78, Lyk93, Bae95, Mos96, Cas97, Sha96]. Dazu werden absichtlich Störstellen in das supraleitende Material eingebracht, an denen die Flussschläuche festgehalten werden. Diese Technik wird jedoch vornehmlich an Hochtemperatur-SQUIDs angewendet.

Niederfrequentes Exzess-Flussrauschen

Die beiden bisher beschriebenen Quellen für $1/f$ -artiges Rauschen in dc-SQUIDs, I_0 -Rauschen und Vortexrauschen, wurden in der Vergangenheit bereits intensiv erforscht und spielen in Hochtemperatur-SQUIDs eine sehr viel größere Rolle als sie für Tieftemperatur-SQUIDs haben. Ihr Einfluss auf das Rauschen von Tieftemperatur-SQUIDs kann durch sorgfältige Wahl der verwendeten Materialien, Fabrikationstechniken und Beachten einiger Designregeln stark unterdrückt werden [VH04, Wel88, Sav87, Fog86, Koc82, Cro89]. Weiterhin wurde auch bereits beobachtet, dass niederfrequentes Zusatzrauschen durch bestimmte Fabrikationsschritte ausgelöst werden kann [Dru11]. Auf dieses Thema wird in Kapitel 7 noch gesondert eingegangen werden. Auch hier ist es möglich, den Einfluss fabrikationsbedingter Faktoren auf das $1/f^\alpha$ -artige Rauschen in einem gewissen Maß einzuschränken.

Nichtsdestotrotz sind damit noch nicht alle Ursachen für $1/f^\alpha$ -artiges Rauschen in dc-SQUIDs gefunden und grundsätzlich vermeidbar. Derjenige Anteil des $1/f^\alpha$ -artigen Rauschens in dc-SQUIDs, der bis dato ungeklärter Herkunft ist, wird teilweise Exzessflussrauschen genannt und ist seinerseits vermutlich wiederum auf mehrere ursächliche Faktoren zurückzuführen, derer im Abschnitt 2.1 bereits einige aufgeführt wurden. Im Folgenden werden einige phänomenologische Eigenschaften dieses Exzessflussrauschens präsentiert, die eventuell Hinweise auf dessen Ursprung geben könnten. Wie bereits in dem vorangegangenen Abschnitt 2.1 erwähnt, wird erwartet, dass sich der $1/f^\alpha$ -artige Anteil des Spektrums nicht zu unendlich hohen und verschwindend niedrigen Frequenzen hin ausdehnen kann. Die Frequenzspanne, in der $1/f$ -Rauschen in SQUIDs und Qubits bereits nachgewiesen wurde, reicht von $f_{\text{low}} = 1 \cdot 10^{-4}$ Hz [Ant13, Koc07b] bis $f_{\text{high}} = 1 \cdot 10^9$ Hz [Byl11, Sli12, Qui17]. Häufig

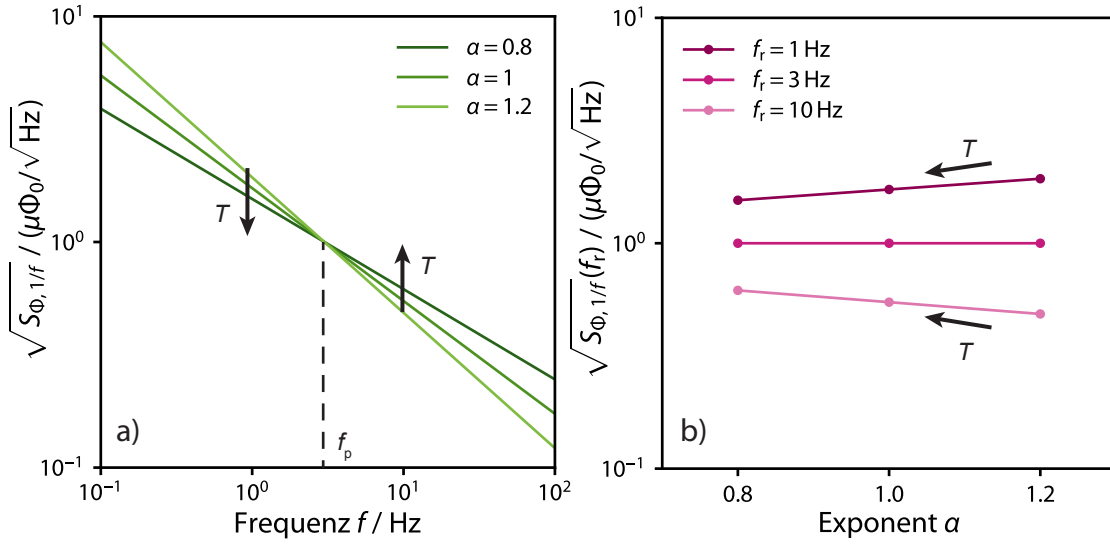


Abbildung 3.12: a) Niederfrequenter Anteil dreier Rauschspektren aufgetragen als Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\Phi,1/f}}$ in Abhängigkeit der Frequenz f . Es sind drei Fälle eingezeichnet: $\alpha = 0,8$, $\alpha = 1$ und $\alpha = 1,2$. Angenommen, der Exponent $\alpha(T)$ steigt mit sinkenden Temperaturen an, so zeigen die schwarzen Pfeile die Richtung der Änderung an. Die Pivoting-Frequenz beträgt $f_p = 3$ Hz. b) Amplitude $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(f_r)}$ bei einer festgelegten Auslesefrequenz von f_r in Abhängigkeit des Exponenten α für die drei Fälle aus a) und jeweils mit drei verschiedenen Ablesefrequenzen $f_r = 1$ Hz, 3 Hz und 10 Hz. Je nachdem, bei welcher Frequenz das Rauschniveau $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(f_r)}$ abgelesen wird, steigt oder sinkt die Amplitude scheinbar mit der Temperatur T .

wird der $1/f$ -artige Anteil des Rauschens mittels einer Funktion der Form

$$S_{\Phi,1/f}(f) = \frac{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})}{f^\alpha} \quad (3.39)$$

beschrieben, wobei $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ die spektrale Leistungsdichte des $1/f$ -artigen Anteils des Gesamtspektrums ausgelesen bei einer Frequenz von $f = 1$ Hz ist. Der Exponent α wird in manchen Fällen auf den Wert 1 festgelegt, kann aber im Experiment ungefähr zwischen 0,1 bis 1,5 variieren. In manchen Modellen ist α auch frequenzabhängig [Lan14]. Experimentelle Beobachtungen aus der Vergangenheit deuteten immer wieder auf eine Temperaturabhängigkeit der Amplitude $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und des Exponenten α hin, wobei die Beobachtungen sich teils in der Richtung der Tendenz widersprachen. So zeigten die Experimente in [Dru11] eine Vergrößerung des niederfrequenten Anteils des Gesamtrauschens zu niedrigeren Temperaturen hin, wohingegen in [Wel87] eine gegenteilige Beobachtung gemacht wurde. Hierbei muss eine entscheidende Entdeckung beachtet werden, die von [Ant13] gemacht wurde. Diese Arbeit stellte heraus, dass die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen

frequenzabhängigen Anteile des Rauschspektrums sich in einem Punkt schneiden, dessen Frequenz die Pivoting-Frequenz f_p genannt wurde. Anstatt die Frequenz f_r , bei der die Amplitude ausgelesen wird, nun auf einen gewissen Wert festzulegen, kann der frequenzabhängige Anteil eines Rauschspektrums auch durch die spektrale Leistungsdichte

$$S_{\Phi,1/f}(f) = S_{\Phi,1/f}(f_r) \left(\frac{f_r}{f} \right)^\alpha \quad (3.40)$$

beschrieben werden. Je nachdem, ob nun die Auslesefrequenz f_r größer oder kleiner ist als die Pivoting-Frequenz f_p , erscheint es, als ob die Amplitude mit der Temperatur ansteigt oder abfällt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.12 verdeutlicht, welche im Teil a) der Abbildung eine Illustration des niederfrequenten Anteils eines Rauschspektrums mit verschiedenen Werten für den Exponenten α zeigt. Die Fachwelt stimmt in den meisten Fällen darin überein, dass der Exponent α , der unabhängig von der Auslesefrequenz f_r ist, bei abfallender Temperatur tendentiell ansteigt [Dru11, Wel11, Ant13]. Teilweise sind jedoch aus experimentell bestimmten Daten gegenteilige Ergebnisse bekannt, sodass sich der angegebene Trend nicht in jedem Fall reproduzieren lässt [Wel88, Wel11]. Basierend auf diesen experimentellen Beobachtungen wurde für die Zeichnung Abbildung 3.12 a) angenommen, dass der Exponent $\alpha(T)$ mit sinkender Temperatur zunimmt. Die Kurven schneiden sich bei der willkürlich gewählten Pivoting-Frequenz $f_p = 3$ Hz. In Teil b) der Grafik ist die Amplitude $S_{\Phi,1/f}(f_r)$ in Abhängigkeit vom Exponenten α für drei verschiedene Ablesefrequenzen $f_r = 1$ Hz, 3 Hz und 10 Hz abgebildet. Entspricht die Ablesefrequenz genau der Pivoting-Frequenz $f_r = f_p$, so ist der niederfrequente Anteil des Flussrauschens in dieser Darstellung scheinbar temperaturunabhängig. Für den Fall, dass $f_r < f_p$ ist, verringert sich die Amplitude mit steigender Temperatur, bei $f_r > f_p$ verhält es sich umgekehrt. Diese Beobachtung kann insbesondere bei der Interpretation und dem Vergleich von Daten, die nicht als komplette Schar an Frequenzspektren in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt sind, hilfreich sein.

Die oben eingeführte Pivoting-Frequenz sowie die Amplitude am Knotenpunkt kann man aus einem Datensatz bestimmen, indem man, wie in der Abbildung 3.12 b) gezeigt, die Amplitude $S_{\Phi,1/f}$ bei der Ablesefrequenz f_r in Abhängigkeit vom Exponenten α aufträgt und die folgende Gleichung

$$S_{\Phi,1/f}(f_r) = S_{\Phi,1/f}(f_p) \left(\frac{f_p}{f_r} \right)^\alpha \quad (3.41)$$

numerisch an die Datenpunkte anpasst. Dies wird unter anderem in Kapitel 6 nochmals aufgegriffen. Da hierbei auch die Rauscheigenschaften verschiedener SQUIDs mit unterschiedlichen Induktivitäten L vergleichend untersucht werden, wird anstatt der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi,1/f}$ die durch Gleichung (3.23) definierte Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ verwendet.

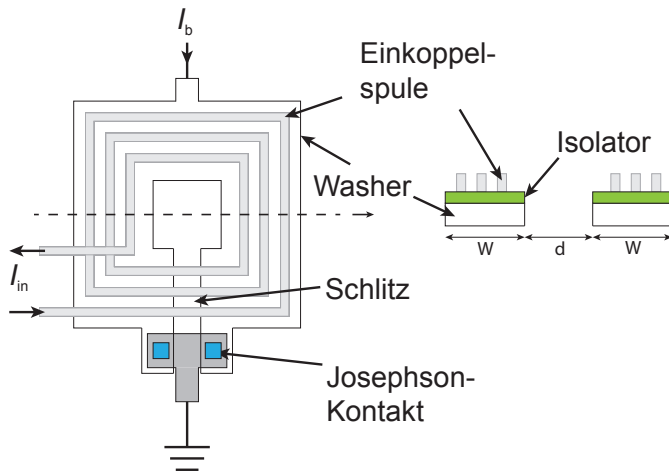


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung eines quadratischen Washer-SQUIDS mit planarer Einkoppelspule, die induktiv an die als Washer ausgeführten SQUID-Leiterschleife gekoppelt ist. Die beiden Spulen sind durch eine Isolationslage galvanisch voneinander getrennt.

3.3 Praktische dc-SQUIDS

Nach Gleichung (3.31) und (3.32) ist es besonders günstig zur Optimierung der Energiesensitivität beim Entwurf eines dc-SQUIDS darauf zu achten, dass die Induktivität L möglichst klein sein soll. Für die meisten praktischen Anwendungen ist ein SQUID mit einer sehr kleinen Fläche allerdings eher ungeeignet, da der äußere magnetische Fluss schlecht in ein solches SQUID einkoppeln kann. Im Folgenden werden einige praktische Designs und Techniken vorgestellt, um diese Problematik zu entschärfen.

3.3.1 Washer-SQUIDS mit Einkoppelspulen

Um die Fläche und damit die Sensitivität eines einfachen SQUIDS zu maximieren und gleichzeitig eine niedrige Induktivität zu wahren, wird die SQUID-Leiterschleife häufig als breite, flächige Struktur mit einer relativ kleinen Aussparung in der Mitte gezeichnet. Dieses Design wird Washer genannt, nach dem englischen Wort für Unterlegscheibe. In Abbildung 3.13 ist ein solches SQUID, das hier einen quadratischen Washer mit quadratischer Aussparung in der Mitte besitzt, schematisch dargestellt. Der Vorteil dieser Washer-Geometrie [Det79, Jay81] liegt darin, dass das SQUID durch den sogenannten Fluss-Fokussierungs-Effekt [Che21, Ket85, Jay81] eine große effektive Fläche

$$A_{\text{eff}} \approx (d + 2w)d \quad (3.42)$$

mit der Breite d der Aussparung und der Linienbreite w der supraleitenden Strukturen aufweist. Gleichzeitig besitzt ein Washer-SQUID eine vergleichsweise niedrige Induktivität, deren Wert $L_L = 1,25\mu_0 d$ durch die Breite d der Aussparung näherungsweise gegeben ist. Eine untere Grenze für dieses Verhältnis wird natürlicherweise durch parasitäre Induktivitäten gegeben, da die Gesamtinduktivität eines Washer-

SQUIDs

$$L_S = L_T + L_L + L_P \quad (3.43)$$

durch die geometrieabhängigen Beiträge L_L der Washer-Struktur, L_T des Schlitzes und L_P der parasitären Induktivität der Josephson-Kontakte gegeben ist [Ket91]. Einige weitere nützliche Näherungen, mittels derer die Induktivitäten verschiedener einfacher Standard-Geometrien abgeschätzt werden können, finden sich in [Cla04]. Auch die Entstehung von Vortices innerhalb der supraleitenden Strukturen, die weiter oben im Text bereits thematisiert wurde, stellt ein Problem dar, das in der Vergangenheit durch Schlitze und Löcher innerhalb der Washer-Geometrie zu lösen versucht wurde [Dan97]. Durch die Verwendung einer Aufnehmerspule, die induktiv an die SQUID-Leiterschleife gekoppelt ist, wird es möglich, Strom- und Spannungssignale mit dem SQUID zu messen. In Abbildung 3.13 ist ein Washer-SQUID mit einer planaren Einkoppelspule schematisch dargestellt. Die Verwendung der Washer-Geometrie ermöglicht hierbei eine starke Kopplung der Einkoppelspule an die SQUID-Leiterschleife. Der magnetische Kopplungsfaktor

$$k = \frac{M_{\text{in}}}{\sqrt{L_S L_{\text{in}}}} \quad (3.44)$$

zwischen der Induktivität L_S der SQUID-Leiterschleife und L_{in} der Einkoppelspule ist durch die Gegeninduktivität M_{in} gegeben. Diese gibt das Verhältnis $M_{\text{in}} = (\Delta\Phi)/(\Delta I_{\text{in}})$ zwischen dem Strom in der Einkoppelspule ΔI_{in} und dem innerhalb der SQUID-Leiterschleife induzierten magnetischen Fluss $\Delta\Phi$ an. Die sogenannte gekoppelte Energiesensitivität

$$\varepsilon_c(f) = \frac{1}{2} L_i S_I = \frac{\varepsilon_s(f)}{k^2} \quad (3.45)$$

ist dann gleich der um den Kopplungsfaktor k^2 skalierten intrinsischen Energiesensitivität ε_s [Cla75, Vos81b]. Hierbei ist $S_I = S_\Phi/(M_{\text{in}}^2)$ die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren intrinsischen Stromrauschens in der Einkoppelspule. Wie in Abbildung 3.13 im Querschnitt schematisch angedeutet, ist die Einkoppelspule durch eine Isolatorschicht von der SQUID-Leiterschleife galvanisch getrennt. Durch die gegebene Geometrie ergibt sich eine kapazitive Kopplung zwischen den beiden Spulen, was dazu führt, dass die Anordnung als LC -Schwingkreis fungiert. Infolgedessen existieren Streifenleiter-Resonanzen bei niedrigen Frequenzen und Washer-Resonanzen bei höheren Frequenzen. Die Streifenleiter-Resonanz hängt von der Geometrie der Einkoppelspule ab, welche einem Streifenleiter gleicht. Hierbei ist der Washer die Massefläche. Im Fall der Washer-Resonanzen hingegen ist der Streifenleiter die Massefläche und die Eigenschaften der Resonanz hängen von der Geometrie des Washers ab [Enp92]. Diese Resonanzen führen zu Unregelmäßigkeiten und Knicken in den I - U -Kennlinien und in den U - Φ -Kennlinien von SQUIDs, welche an Einkoppelspu-

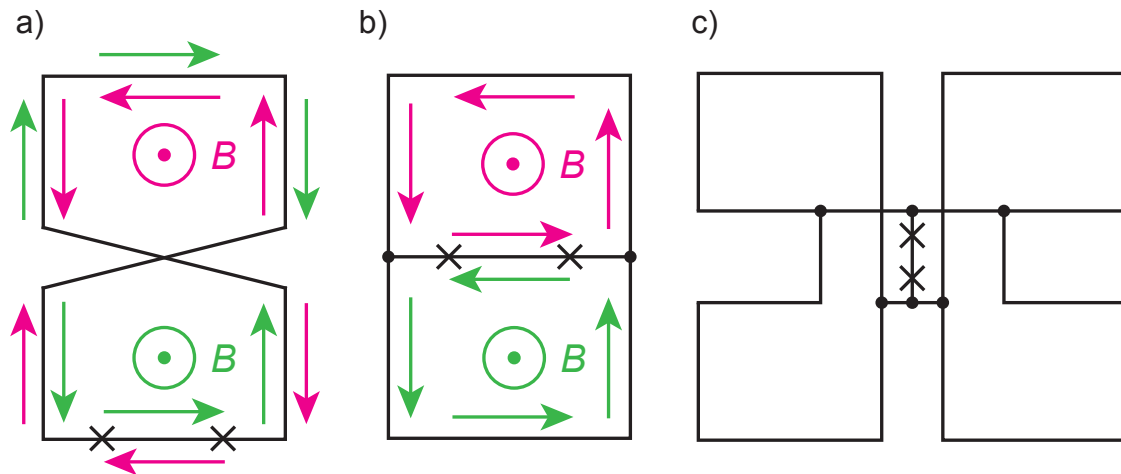


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung a) eines seriellen und b) eines parallelen Gradientenmagneten erster Ordnung. Beide Gradientenmagneten werden in der Abbildung beispielhaft von einem homogenen Magnetfeld mit magnetischer Flussdichte B durchsetzt. Die dadurch in den beiden Spulen induzierten Ströme heben sich an den Josephson-Kontakten auf. c) Schematische Darstellung eines parallelen Gradientenmagneten zweiter Ordnung. Durch die Anordnung der Spulen wird der Einfluss eines inhomogenen äußeren Magnetfeldes bis auf Beiträge zweiter und höherer Ordnung unterdrückt.

len gekoppelt sind. Durch das Anbringen von Dämpfungswiderständen und RC -Shunts können die Resonanzen gedämpft werden. Im Einzelnen können die Washer-Resonanzen durch das Kurzschließen der beiden SQUID-Arme mittels eines Shunt-Widerstands R_w [Fog93, Enp91] oder durch einen RC -Filter, der die Enden der Einkoppelspule verbindet [Enp91], gedämpft werden. Letzterer bedämpft auch Resonanzen im Eingangskreis [Knu87]. Beide Arten der Resonanz können auch durch einen Widerstand gedämpft werden, der die Windungen der Einkoppelspule miteinander kurzschließt [Hub01].

3.3.2 Gradientenmetrische SQUIDs

Eine weitere Möglichkeit, die Gesamtinduktivität in einem gewissen Rahmen unabhängig von der Fläche des SQUIDs zu gestalten und die effektive Ankopplung eines SQUIDs für praktische Zwecke an eine Einkoppelspule zu erreichen, ist die Parallel- und Reihenschaltung mehrerer Leiterschleifen zu einer SQUID-Leiterschleife. Werden die verschiedenen Leiterschleifen so miteinander verschaltet, dass sich der einkoppelnde externe magnetische Fluss auslöscht, handelt es sich um ein sogenanntes gradiometrisches SQUID [Ket78, Zim71]. Die Abbildung 3.14 zeigt verschiedene Ausführungen solcher gradiometrischer SQUIDs. Teil a) und b) der Abbildung stellen ein seriell

beziehungsweise paralleles Gradiometer erster Ordnung schematisch dar. Die durch den äußeren magnetischen Fluss induzierten Ströme in der SQUID-Leiterschleife addieren sich derart, dass sie am Ort der Josephson-Kontakte verschwinden. Somit wird der Einfluss eines konstanten äußeren Magnetfeldes wirkungsvoll unterdrückt. Abbildung 3.14 c) zeigt eine schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Parallel-Gradiometers zweiter Ordnung. Der Einfluss inhomogener äußerer magnetischer Felder wird durch diese Geometrie bis auf Beiträge zweiter und höherer Ordnung unterdrückt. Aufgrund der Reihenschaltung der Leiterschleifen ist die Gesamtinduktivität eines seriellen Gradiometers

$$L_S = L_{W1} + L_{W2} \quad (3.46)$$

durch die Summe der Induktivitäten L_{W1} und L_{W2} der einzelnen Leiterschleifen gegeben. Analog dazu kann die Gesamtinduktivität eines Parallel-Gradiometers

$$L_S^{-1} = L_{W1}^{-1} + L_{W2}^{-1} \quad (3.47)$$

berechnet werden. Dies bietet mannigfaltige Möglichkeiten, ein SQUID mit der gewünschten Induktivität, Fläche und Ankopplung an eine Einkoppelpule zu entwerfen und gleichzeitig den Einfluss äußerer magnetischer Felder einzuschränken.

3.3.3 SQUID-Arrays

Ist ein großer Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient V_ϕ gewünscht, um beispielsweise den Einfluss eines Raumtemperaturverstärkers in einem SQUID-Aufbau mit einem wie in Abschnitt 4.1 beschriebenen linearisiertem Ausgangssignal zu verringern, so empfiehlt sich die Verwendung eines N -SQUID-Serien-Arrays [Wel91b]. Dazu werden einige einzelne SQUIDs, hier SQUID-Zellen genannt, miteinander in Serie geschaltet. Die Anzahl N der verwendeten SQUID-Zellen kann von zwei bis zu mehreren 100 reichen. Sind die SQUID-Zellen identisch und befinden sich an demselben Arbeitspunkt, so beträgt die gesamte über dem N -SQUID-Serien-Array abfallende Spannung $U_{\text{out},N} = NU_{\text{out}}$, wobei U_{out} die über einer einzelnen SQUID-Zelle abfallende Spannung ist. Der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient $V_{\phi,N}$ sowie die spektrale Leistungsdichte des intrinsischen Spannungsrauschens $S_{U,N}$ des SQUID-Arrays sind ebenfalls um den Faktor N erhöht. Somit skaliert die spektrale Leistungsdichte des intrinsischen Flussrauschens $S_{\phi,N} \propto 1/N$ antiproportional zur Anzahl der SQUID-Zellen [Sta93]. An dieser Stelle sei erwähnt, dass hierbei verschiedene Notationen existieren [Fog93]. Eine Modulationsspule, die sich aus einer Serienschaltung von N Spulen der Induktivität L einer jeden SQUID-Zelle zusammensetzt, hat die Gesamtinduktivität $L_N = NL$ und koppelt den magnetischen Fluss kohärent in alle SQUID-Zellen ein. Die Energiesensitivität eines N -SQUID-Serien-Arrays ist definiert

als

$$\varepsilon_s = N \frac{S_{\phi,N}}{2L} \quad (3.48)$$

und damit unabhängig von der Anzahl N der SQUID-Zellen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden N -SQUID-Serien-Arrays sowohl als eigenständige Proben als auch als rauscharme Tieftemperatur-Verstärker verwendet.

4. Experimentelle Methoden und Messtechnik

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Methoden zur Messung des niederfrequenten magnetischen Flussrauschens in dc-SQUIDs angewendet. Diese Methoden werden im folgenden Kapitel vorgestellt. Darüber hinaus werden ihre Vor- und Nachteile diskutiert, um zu begründen, wie die Wahl der Methode für die einzelnen Messungen zustande kam. Außerdem werden die verwendeten experimentellen Aufbauten beschrieben und es wird ausgeführt, auf welche Weise die Induktivität der untersuchten dc-SQUIDs bestimmt wurde. Zum Schluss werden die einzelnen Schritte zur Herstellung der dc-SQUIDs im institutseigenen Reinraum skizziert.

4.1 Linearisierung des Ausgangssignals eines dc-SQUIDs

Die U - Φ -Kennlinie und die I - Φ -Kennlinie eines im Strom- beziehungsweise Spannungsmodus betriebenen dc-SQUIDs ist periodisch mit dem magnetischen Fluss Φ , wobei die Periode durch das magnetische Flussquant Φ_0 gegeben ist. Der Messbereich, in dem das Ausgangssignal des SQUIDs eindeutig mit dem Eingangssignal verknüpft ist, beträgt ungefähr $\Phi_0/2$. Der Zusammenhang zwischen der Messgröße U beziehungsweise I und dem Fluss Φ ist darüber hinaus nur in einem Bereich von ca. $\Phi_0/4$ um den optimalen Flussoffset $\Phi_b = \Phi_0(2n + 1)/4$ mit $n \in \mathbb{Z}$ herum näherungsweise linear und in erster Näherung proportional zu den jeweiligen Transferkoeffizienten, die durch die Gleichungen (3.10) und (3.12) definiert wurden [Cla04]. Um diesen linearen Bereich zu vergrößern und um einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangssignal über einen großen Flussbereich zu erhalten, kann die sogenannte Flussrückkopplungstechnik verwendet werden. Diese soll am Beispiel eines mit konstantem Strom betriebenen SQUIDs diskutiert werden. Die entsprechende elektrische Verschaltung ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Ein konstanter Betriebsstrom I_b wird in das dc-SQUID eingepreßt und die über dem SQUID abfallende Spannung wird zunächst verstärkt und dann integriert. Hierbei wird die Referenzspannung U_b so gewählt, dass das Ausgangssignal des Differenzverstärkers am gewünschten Arbeitspunkt des SQUIDs null ist. Das Ausgangssignal der Verstärker-Integrator-Kombination wird über den Rückkoppelwiderstand R_{fx} und eine Rückkoppelpule mit der Gegeninduktivität M_{fx} zwischen SQUID-Schleife und Spule als Flusssignal in das SQUID zurückgekoppelt¹. Dadurch wirkt der durch die Rückkopplung in das SQUID einkoppelnde magnetische Fluss Φ_f der ursprünglichen

¹Die hierbei verwendete Nomenklatur wurde an die der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten SQUID-Elektronik angepasst.

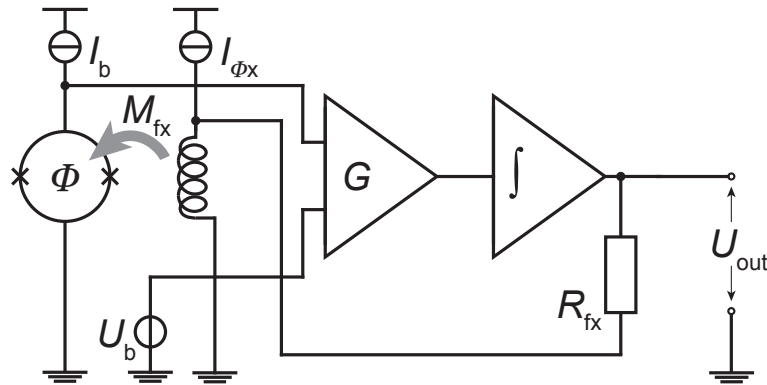


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung zur Linearisierung der Beziehung zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangssignal des SQUIDs.

Flussänderung Φ_s entgegen, sodass das SQUID auf seinen Arbeitspunkt stabilisiert wird. Der Arbeitspunkt wird durch den Strom I_{ϕ_x} eingestellt, der über die Rückkopplerspule einen Offset-Fluss $\Phi_b = I_{\phi_x} M_{fx}$ im SQUID induziert. Die Kreisverstärkung $A = G/(G + 1)$, welche den Rückkopplfluss $\Phi_f = A \Phi_s$ bei geschlossener Rückkopplerschleife mit dem Signalfluss Φ_s verbindet, ist durch die Leerlaufverstärkung G gegeben. Bei einer unendlich großen Leerlaufverstärkung $G = \infty$ ist $A = 1$ und der Gesamtfluss im SQUID konstant. Das Ausgangssignal ist dann die Spannung, die benötigt wird, um der äußeren Flussänderung im SQUID entgegenzuwirken. Sie ist über den Zusammenhang $U_{out} = \Delta \Phi R_{fx} M_{fx}^{-1}$ mit der intrinsischen Flussänderung $\Delta \Phi$ im SQUID verknüpft. Für eine reale Elektronik nimmt die Leerlaufverstärkung G jedoch einen endlichen Wert an, sodass ein von null verschiedener Fehlerfluss $\Phi_e = \Phi_f/G$ erwartet wird. In diesem Fall sind auch die maximal messbare Amplitude des magnetischen Flusses $\Phi_{f,max}$ und dessen maximale Anstiegsrate $\dot{\Phi}_{f,max}$ begrenzt und proportional zu $G U_{pp}/V_\Phi$ [Wel84], wobei U_{pp} der Spannungshub der U - Φ -Kennlinie ist. Daher können mit realen flussrückgekoppelten SQUID-Aufbauten nicht beliebig große und schnelle Signaländerungen gemessen werden.

Das gesamte scheinbare magnetische Flussrauschen

$$S_\Phi = S_{\Phi,SQ} + \frac{S_{U,el}}{V_\Phi^2} + \frac{S_{I,el}}{I_\Phi^2} + M_{fx}^2 S_{I_{\phi_x}} \quad (4.1)$$

des in Abbildung 4.1 schematisch gezeigten SQUID-Aufbaus setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen $S_{\Phi,SQ}$ des SQUIDs, dem Spannungs- und Stromrauschen $S_{U,el}$ und $S_{I,el}$ der Raumtemperaturelektronik, sowie dem zusätzlich über die Rückkopplerspule magnetisch in das SQUID einkoppelnden Stromrauschen $S_{I_{\phi_x}}$ der in der Raumtemperaturelektronik enthaltenen Stromquelle I_{ϕ_x} zusammen. Das Spannungs-

und Stromrauschen $S_{U,\text{el}}$ und $S_{I,\text{el}}$ der Raumtemperaturelektronik wird mit den entsprechenden Transferkoeffizienten in magnetisches Flussrauschen umgerechnet. Hierbei beinhalten $S_{U,\text{el}}$ und $S_{I,\text{el}}$ auch die in einem realen SQUID-Aufbau bestehenden Rauschbeiträge durch Ohmsche Widerstände der Beschaltung, insbesondere das durch die Kabel zwischen SQUID und Verstärker entstehende Spannungsrauschen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete SQUID-Elektronik XXF-1 der Firma Magnicon² weist bei einer Frequenz von 1 Hz ein Stromrauschen von $\sqrt{S_{I,\text{el}}}(1\text{ Hz}) \approx 15\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und ein Spannungsrauschen von $\sqrt{S_{U,\text{el}}}(1\text{ Hz}) \approx 0,5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf [Dru06]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mehrere dieser Elektroniken desselben Typs umwechselnd verwendet. Da davon auszugehen ist, dass baugleiche SQUID-Elektroniken eine sehr ähnliche Rauschcharakteristik aufweisen, wurde darauf verzichtet, die Rauschbeiträge $S_{U,\text{el}}$ und $S_{I,\text{el}}$ für jede Elektronik einzeln zu messen. Zur Korrektur wurden die aus [Dru06] entnommenen Frequenzspektren der Leistungsdichte von $S_{U,\text{el}}$ und $S_{I,\text{el}}$ genutzt. Mit den für eines der in der Arbeitsgruppe hergestellten SQUID-Arrays typischen Transferkoeffizienten von $I_\Phi \approx 12\text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$ und $V_\Phi \approx 800\text{ }\mu\text{V}/\Phi_0$, ergibt sich durch das Strom- und Spannungsrauschen der SQUID-Elektronik ein scheinbares Flussrauschen im SQUID mit Werten von $\sqrt{S_{I,\text{el}}}(1\text{ Hz})/I_\Phi = 1,25\text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $\sqrt{S_{U,\text{el}}}(1\text{ Hz})/V_\Phi = 0,63\text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Die im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe eines einstufigen flussrückgekoppelten SQUID-Aufbaus gemessenen Rauschspektren wurden alle auf diese beiden Beiträge des Raumtemperaturverstärkers korrigiert. Hierbei wurden jeweils die für das untersuchte SQUID gemessenen Transferkoeffizienten V_Φ und I_Φ herangezogen. Die SQUID-Elektronik XXF-1 enthält neben der Betriebsstromquelle I_b , der Spannungsquelle U_b und der Verstärker- und Integrator-kette unter anderem die Stromquelle I_{Φ_x} , die im Experiment zwecks Arbeitspunkteinstellung direkt mit der Rückkoppelspule des SQUIDs verbunden ist. Daher existiert ein zusätzlicher Rauschterm $M_{\text{rx}}^2 S_{I_{\Phi_x}}$, der bei genügend schwacher Kopplung zwischen Rückkoppelspule und SQUID vernachlässigt werden kann. Da die entsprechenden Angaben im Datenblatt der SQUID-Elektronik nicht enthalten sind, wurde das Stromrauschen der Stromquelle I_{Φ_x} mit Hilfe zweier kreuzkorreliert ausgelesener Instrumentenverstärker des Typs INA116 der Firma Burr-Brown³ für mehr als 10 verschiedene Stromquellen dieser Art separat bestimmt. Die daraus resultierenden Rauschspektren sind in Abbildung 4.2 aufgetragen. An jedes dieser Spektren wurde eine Funktion der Form (3.25) numerisch angepasst. Die so für alle Spektren ermittelten Werte für $S_{I_{\Phi,w}}$, $S_{I_{\Phi,1/f}}(1\text{ Hz})$ und α wurden anschließend gemittelt. Die Mittelwerte $S_{I_{\Phi,w}} = (2,41 \pm 0,02)\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, $S_{I_{\Phi,1/f}}(1\text{ Hz}) = (8,71 \pm 0,86)\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und $\alpha = 1,193 \pm 0,06$ wurden dann zur Berechnung eines Referenzspektrums verwendet, das in der Abbildung als durchgezogene Linie eingezeichnet ist und zur Korrektur der gemessenen Spektren herangezogen wurde.

²Magnicon GmbH, Barkhausenweg 11, 22339 Hamburg

³Burr-Brown Corporation, 6730 South Tucson Boulevard, #BC-7 Tucson, Arizona 85706 U.S.A.

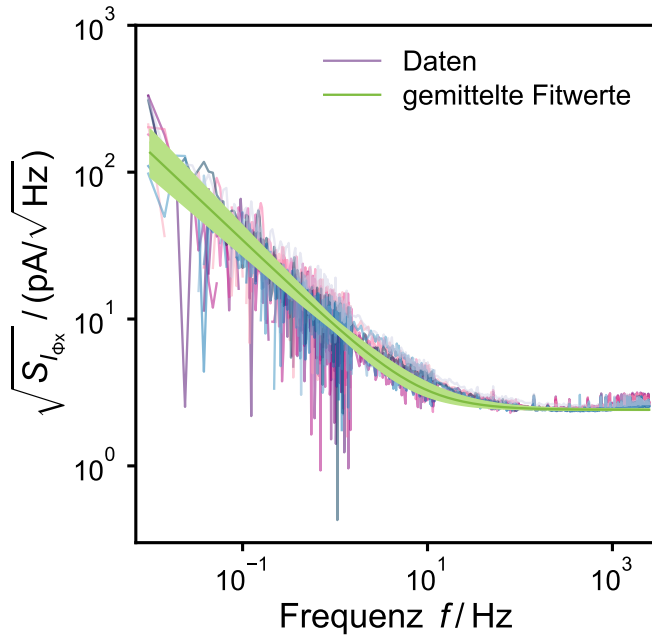


Abbildung 4.2: Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte des Stromrauschens der Stromquelle I_{ϕ_x} gemessen für 11 verschiedene Stromquellen. Die durchgezogene Linie markiert das durch Mitteln der Ergebnisse der numerischen Anpassung an Gleichung (3.25) erhaltene Referenzspektrum. Die schattierten Bereiche um das Referenzspektrum geben den Fehlerbereich des Referenzspektrums an.

4.2 Zweistufiger dc-SQUID-Aufbau

Während der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Aufbau zur Messung des niederfrequenten magnetischen Flussrauschens eines SQUID-Arrays sehr gut verwendet werden kann, ergibt sich für einzelne SQUIDs ein anderes Bild, da die Transferkoeffizienten der in der Arbeitsgruppe hergestellten einzelnen SQUIDs mit $I_{\phi} \approx 20 \mu\text{A}/\Phi_0$ und $V_{\phi} \approx 50 \mu\text{V}/\Phi_0$ deutlich ungünstigere Werte aufweisen. Hier errechnet sich durch das Strom- und Spannungsrauschen der SQUID-Elektronik ein scheinbares Flussrauschen von $\sqrt{S_{I,\text{el}}(1 \text{ Hz})}/I_{\phi} = 0,75 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $\sqrt{S_{U,\text{el}}(1 \text{ Hz})}/V_{\phi} = 10 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Dies übersteigt das typische intrinsische niederfrequente magnetische Flussrauschen des SQUIDs um mehr als einen Faktor 2. Somit erweist sich der einstufige flussrückgekoppelte SQUID-Aufbau als ungeeignet für niederfrequente Rauschmessungen an derartigen SQUIDs. Durch den Einsatz eines rauscharmen Tieftemperaturverstärkers in Form eines SQUID-Arrays zwischen dem zu messenden SQUID und der Raumtemperaturelektronik kann hier Abhilfe geschaffen werden. Eine mögliche Realisierung eines zweistufigen dc-SQUID-Aufbaus ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Das SQUID SQ1, das im Folgenden auch als primäres SQUID oder Prüfling bezeichnet wird, ist in Serie geschaltet zu der Einkoppelpule eines SQUID-Arrays SQ2, das als rauscharmer Verstärker agiert. Die über dem sekundären SQUID SQ2 abfallende Spannung wird über eine Raumtemperaturelektronik verstärkt und nachfolgend integriert. Die Ausgangsspannung U_{out} wird zur Linearisierung der Beziehung zwischen dem Eingangssignal in SQ1 und dem Ausgangssignal U_{out} des SQUID-Aufbaus über den Rückkoppelwiderstand R_{fb} und die Rückkoppel-

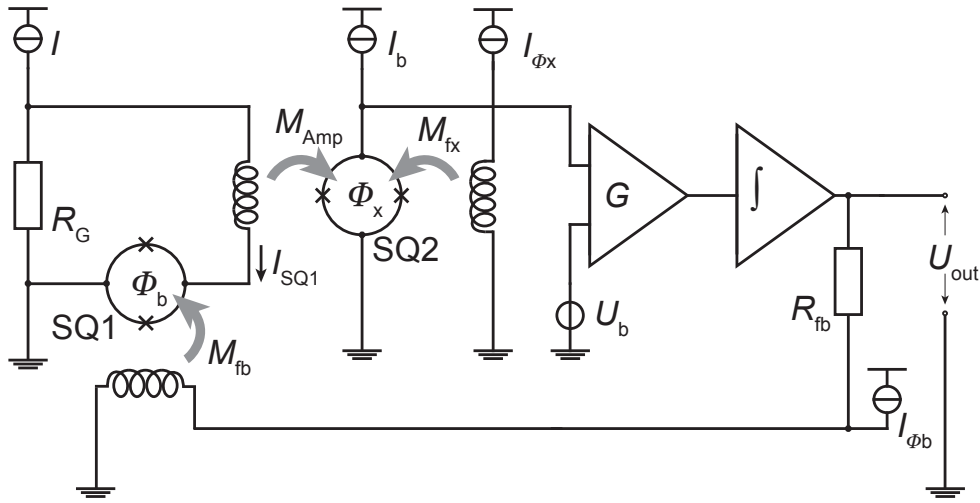


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus. Das Signal des primären SQUIDS (SQ1) wird vom sekundären SQUID (SQ2) bei tiefen Temperaturen rauscharm verstärkt.

spule mit der Gegeninduktivität M_{fb} in das primäre SQUID zurückgekoppelt (vergleiche den vorangegangenen Abschnitt). Der so in das primäre SQUID eingekoppelte magnetische Fluss wirkt der ursprünglichen Flussänderung entgegen. Das sekundäre SQUID befindet sich im Strombetrieb und wird mit einem konstanten Betriebsstrom I_b gespeist. Im Gegensatz dazu wird das primäre SQUID in Spannungsmodus betrieben. Dazu befindet es sich in einer Parallelschaltung zu einem Widerstand R_G , in welche ein konstanter Strom I eingepreßt wird. Sofern der Widerstand R_G sehr viel kleiner als der dynamische Widerstand $R_{dyn,SQ1}$ des primären SQUIDS gewählt wird, d.h. $R_G \ll R_{dyn,SQ1}$ fällt über dem primären SQUID eine nahezu konstante Spannung ab. Durch die Stromquellen I_{ϕ_b} und I_{ϕ_x} kann der magnetische Fluss im primären und sekundären SQUID eingestellt werden. Der magnetische Fluss Φ_b moduliert gemäß der periodischen I - Φ_b -Relation

$$I_{SQ1} \approx 2I_0 \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi_b}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (4.2)$$

die in Abbildung 4.4 c) grafisch dargestellt ist, den durch das primäre SQUID fließenden Strom I_{SQ1} . Dieser wird gemäß der Gleichung $\Phi_x = I_{SQ1} M_{Amp}$ als magnetischer Fluss in das sekundäre SQUID eingekoppelt. Dieses wiederum besitzt seinerseits eine periodische U - Φ_x -Relation, die in Abbildung 4.4 a) gezeigt ist. Daraus ergibt sich für den zweistufigen Aufbau eine U - Φ_b -Kennlinie, wie sie in Abbildung 4.4 b) beispielhaft abgebildet ist. Die Lage des Arbeitspunktes auf der U - Φ_x -Kennlinie und somit die Form der U - Φ_b -Kennlinie wird über den Fluss-Offset durch die Stromquelle I_{ϕ_x} beeinflusst. Die maximale Stromänderung ΔI_{SQ1} bestimmt den Flussbereich

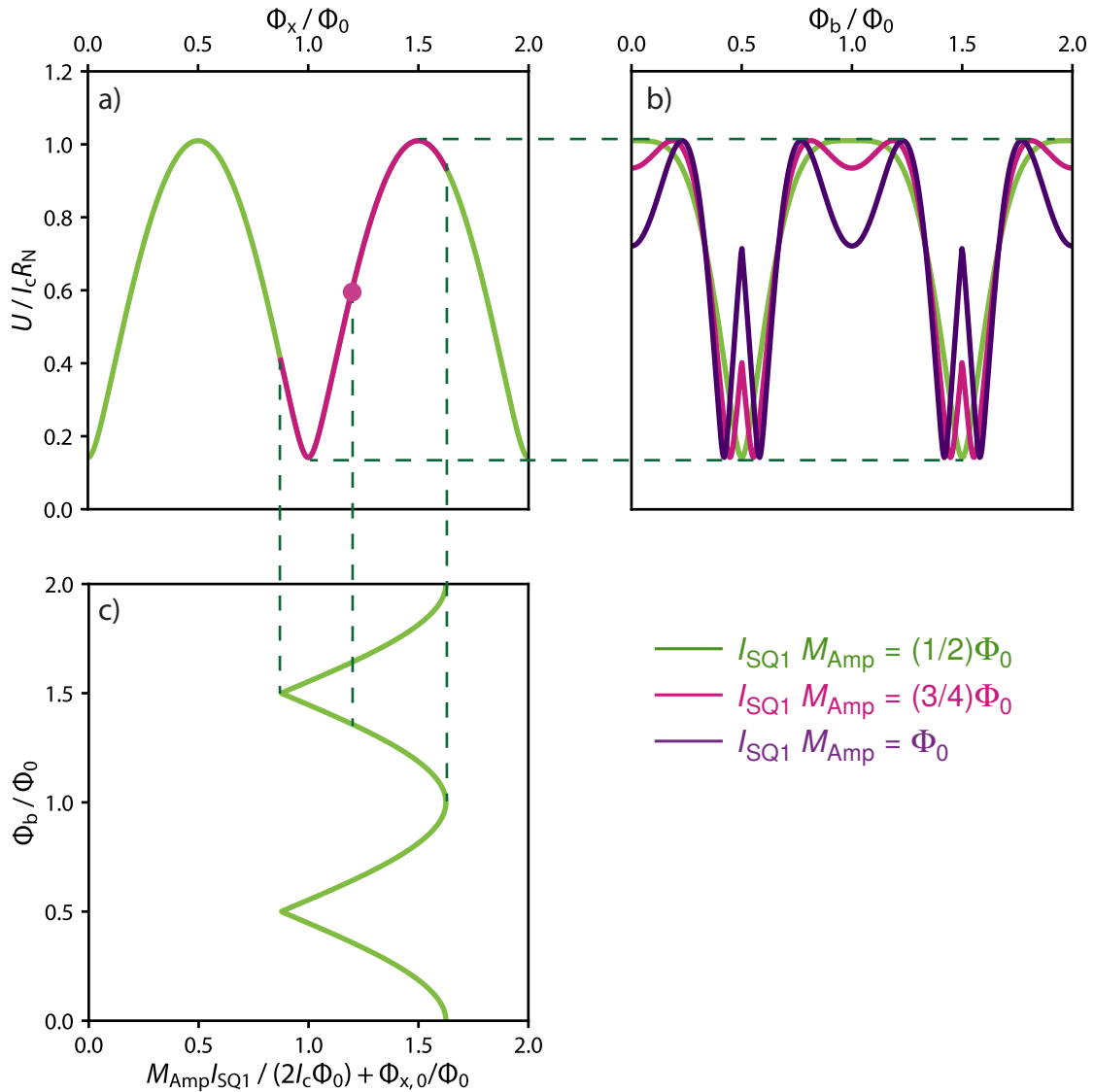


Abbildung 4.4: Berechnete Kennlinien eines zweistufigen SQUID-Aufbaus. Dargestellt sind a) die U - Φ_x -Kennlinie des sekundären SQUIDS mit dem als ausgefüllten Punkt eingezeichneten Arbeitspunkt, b) die Ausgangsspannung des sekundären SQUIDS in Abhängigkeit vom magnetischen Fluss Φ_b im primären SQUID und c) der durch das primäre SQUID fließende Strom I_{SQ1} in Abhängigkeit vom magnetischen Fluss Φ_b . Die Kennlinie des sekundären SQUIDS wurde unter der Annahme $\beta_L \ll 1$ und $\beta_c \ll 1$ nach Gleichung (3.9) mit $I_b = 2,02I_c$ berechnet. Die I - Φ -Relation des primären SQUIDS SQ1 hingegen wurde gemäß der Gleichung (4.2) unter der Annahme $\beta_L \ll 1$ berechnet. Die Flussspanne, die in a) um den Arbeitspunkt herum durchschritten wird, hängt vom Stromhub der I_{SQ1} - Φ_b -Kennlinie in c) und der Einkoppelsensitivität M_{Amp} ab und ist hier für den Fall $I_s M_{\text{Amp}} = (3/4)\Phi_0$ eingezeichnet. Von der in a) durchschrittenen Flussspanne wiederum hängt der Verlauf der in b) gezeigten U - Φ_b -Kennlinie ab, der hier für die drei Fälle $I_s M_{\text{Amp}} = (1/2)\Phi_0$, $I_s M_{\text{Amp}} = (3/4)\Phi_0$, und $I_s M_{\text{Amp}} = \Phi_0$ vergleichend dargestellt ist.

$\Delta\Phi_x = \Delta I_{\text{SQ1}} M_{\text{Amp}}$, der in der Kennlinie durchschritten wird. Ist dieser kleiner als $\Phi_0/2$, ist für den gesamten Aufbau eine U - Φ_b -Kennlinie mit einem Maximum pro Periode möglich, was durch die durchgezogene grüne Linie in Abbildung 4.4 b) verdeutlicht wird. Im Gegensatz dazu weist die U - Φ_b -Kennlinie bei größeren Flussänderungen mehrere Maxima auf. Das führt dazu, dass kein eindeutiger Arbeitspunkt mehr gefunden werden kann, sobald $\Delta I_{\text{SQ1}} M_{\text{Amp}} > \Phi_0$ ist [Dru96a]. Der Fluss-zu-Fluss-Transferkoeffizient des hier beschriebenen SQUID-Aufbaus

$$G_\phi = \frac{\partial\Phi_x}{\partial\Phi_b} = \frac{M_{\text{Amp}}}{R_{\text{dyn,SQ1}}} V_{\phi,\text{SQ1}} \quad (4.3)$$

bildet das Verhältnis des magnetischen Flusses im sekundären SQUID zu dem Fluss im primären SQUID ab. Dabei ist der dynamische Widerstand $R_{\text{dyn,SQ1}}$ des primären SQUIDs durch die Gleichung (3.28) gegeben. Die gesamte spektrale Leistungsdichte des scheinbaren Flussrauschens

$$S_{\phi_b} = S_{\phi,\text{SQ1}} + M_{\text{fb}}^2 S_{I_{\phi_b}} + \frac{1}{G_\phi^2} \left[S_{\phi,\text{SQ2}} + \frac{S_{I,\text{el}}}{I_{\phi,2}^2} + \frac{S_{U,\text{el}}}{V_{\phi,2}^2} + M_{\text{fx}}^2 S_{I_{\phi_x}} + \frac{4k_{\text{B}}TR_G M_{\text{Amp}}^2}{(R_G + R_{\text{dyn}})^2} \right] \quad (4.4)$$

eines solchen zweistufigen SQUID-Aufbaus setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen $\sqrt{S_{\phi,\text{SQ1}}}$ des primären SQUIDs und $\sqrt{S_{\phi,\text{SQ2}}}$ des sekundären SQUIDs, dem Nyquist-Stromrauschen des Widerstandes R_G und den Beiträgen $\sqrt{S_{U,\text{el}}}$ und $\sqrt{S_{I,\text{el}}}$ der Raumtemperaturelektronik zusammen. Diese beinhalten ihrerseits wiederum andere Schaltungsbeiträge wie etwa das Spannungsrauschen der zur Verbindung der Elektronik mit den SQUIDs verwendeten Drähten. Zusätzlich leisten die in der SQUID-Elektronik enthaltenen Stromquellen I_{ϕ_x} und I_{ϕ_b} einen Beitrag zum Gesamttrauschen, der im vorangegangenen Abschnitt bereits diskutiert wurde und bei kleinen Rückkoppelsensitivitäten von $M_{\text{f}}^{-1} < 30 \mu\text{A}/\Phi_0$ nicht vernachlässigbar ist. Bei der Berechnung des Gesamttrauschens müssen alle Rauschbeiträge bis auf den des primären SQUIDs und den der Stromquelle I_{ϕ_b} mit dem Fluss-zu-Fluss-Verstärkungsfaktor G_ϕ skaliert werden. Soll in einem realen Experiment gewährleistet sein, dass ein eindeutiger Arbeitspunkt auf der U - Φ_b -Kennlinie gefunden werden kann, so darf diese Fluss-zu-Fluss-Verstärkung einen maximalen Wert von $G_\phi \approx 3$ nicht überschreiten. Dadurch werden die Beiträge der Raumtemperaturelektronik und des SQUID-Verstärkers gegenüber dem intrinsischen Rauschen des primären SQUIDs stark unterdrückt.

Um das intrinsische Rauschen des Prüflings SQ1 in einem zweistufigen Aufbau zu bestimmen, müssen neben dem Gesamt-Rauschspektrum die Transferkoeffizienten V_ϕ , I_ϕ und G_ϕ , sowie das intrinsische Rauschen des sekundären SQUIDs und des Widerstandes R_G bestimmt werden. Die beiden letztgenannten Beiträge müssten streng genommen in einem separaten Messaufbau einzeln ausgelesen werden. Das

Ausschalten des primären SQUIDs im zweistufigen SQUID-Aufbau allein reicht nicht aus, da das Rauschen des Widerstands R_G in diesem Fall direkt in das SQUID-Array einkoppelt. Dadurch enthält das Gesamttrauschen des zweistufigen SQUID-Aufbaus mit ausgeschaltetem primären SQUID

$$S_{\phi_x} = \frac{4k_B T M_{\text{Amp}}^2}{R_G^2} + S_{\phi, \text{SQ2}} + \frac{S_{I, \text{el}}}{I_{\phi, 2}^2} + \frac{S_{U, \text{el}}}{V_{\phi, 2}^2} + M_{\text{fx}}^2 S_{I_{\phi_x}} \quad , \quad (4.5)$$

welches das scheinbare Flussrauschen des sekundären SQUIDs widerspiegelt, einen gegenüber Gleichung (4.4) leicht veränderten Term für das Rauschen des Widerstands R_G . Das intrinsische Nyquist-Rauschen des Widerstandes R_G kann durch einen separaten Messaufbau kreuzkorreliert ausgelesen werden, oder sofern der Wert des elektrischen Widerstands und dessen Temperatur hinreichend gut bekannt ist, rechnerisch abgeschätzt werden.

4.3 Methoden der Datenaufzeichnung und -auswertung

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten dc-SQUID-Arrays wurden in einem einstufigen flussrückgekoppelten SQUID-Aufbau betrieben und charakterisiert. Einzelne dc-SQUIDs hingegen wurden zur Unterdrückung des in den Abschnitten 4.1 und 4.2 diskutierten Rauschbeitrags der SQUID-Elektronik zu Beginn der experimentellen Arbeit mit Hilfe eines zweistufigen SQUID-Aufbaus charakterisiert. Im letzten Teil der experimentellen Phase dieser Arbeit wurden die Rauschspektren einzelner SQUIDs mittels einer Kreuzkorrelationsmethode gemessen. Diese Methode sowie der zugehörige experimentelle Aufbau werden in Abschnitt 4.3.4 beschrieben. Zum Aufzeichnen der Daten wurden zwei verschiedene Methoden verwendet, die im Nachfolgenden kurz diskutiert werden.

4.3.1 FFT-Spektrum-Analysator

Zu Beginn der im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen experimentellen Tätigkeit wurden die Rauschspektren mittels eines FFT-Spektrum-Analysators⁴ gemessen. Dieser ermöglicht Messungen des Rauschspektrums eines analogen Input-Signals in einem Frequenzbereich von $f_0 = 476 \mu\text{Hz}$ bis $f_{\text{End}} = 100 \text{kHz}$ mit einer Frequenzauflösung von $\Delta f = f_{\text{max}} - f_{\text{min}}/400$. Hierbei bezeichnen $f_{\text{min}} > f_0$ und $f_{\text{max}} < f_{\text{End}}$ die frei wählbaren Grenzen des aufgenommenen Frequenzbereichs. Daher ist die Frequenzauflösung bei einer Messung in einem großen Frequenzbereich gering. Zusätzlich dazu erscheinen äquidistante Frequenzabstände in einer logarithmischen Darstellung der

⁴Model SR 760 der Firma Stanford Research Systems, 1290-D Reamwood Ave., Sunnyvale, California 94089, USA

Frequenzachse bei niedrigen Frequenzen größer als bei hohen. Um ein Gesamtspektrum mit gleichmäßiger und hoher Frequenzauflösung zu erhalten, wurde es daher abschnittsweise in jeweils 4 bis 6 Teilspektren aufgeteilt gemessen. Da der Zeitaufwand pro Messung von der Frequenzauflösung abhängt, wurde die Anzahl an Mittelungen entsprechend angepasst. Abschnitte des Spektrums bei hohen Frequenzen wurden häufiger gemittelt als solche bei niedrigeren Frequenzen, um den Zeitaufwand zu minimieren. In einem zweiten Schritt wurden die Teilspektren zu einem vollen Spektrum zusammengefügt. Da das Spektrum durch den FFT-Spektrum-Analysator unmittelbar aus dem Zeitsignal der Ausgangsspannung $U_{\text{out}}(t)$ berechnet wird, kann im Nachhinein nicht mehr nachvollzogen werden, ob es Störungen oder Peaks beispielsweise durch externe Einflüsse während der Messung gab. Daher muss beim Zusammenfügen der Teilspektren kontrolliert werden, ob diese kontinuierlich ineinander übergehen. Falls Unregelmäßigkeiten oder Sprünge auftreten, sind externe Einflüsse sehr wahrscheinlich, sodass die betreffenden Messungen wiederholt werden müssen. Das gemessene Gesamtspektrum wird danach gemäß der Gleichung (4.1) oder (4.4) um den Beitrag der Raumtemperaturelektronik bereinigt sowie von eventuellen Peaks befreit, die die numerische Anpassung der Gleichung (3.25) verfälschen würden. Die genaue Herangehensweise ist in Abschnitt 4.3.3 beschrieben.

4.3.2 Zeitsignal-Messmethode mit nachfolgender Spektrum-Analyse

Da bei Verwendung des FFT-Spektrum-Analysators nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden kann, dass äußere Störungen das gemessene Spektrum, insbesondere bei niedrigen Frequenzen, verfälschen, wurde im Verlauf dieser Arbeit eine alternative Methode entwickelt und nach ihrer Implementierung verwendet. Die analoge Ausgangsspannung $U_{\text{out}}(t)$ des flussrückgekoppelten SQUID-Aufbaus wird zunächst über einen batteriebetriebenen Verstärker um den Faktor 10 verstärkt und über ein Multifunktions-I/O-Gerät des Typs NI USB-6361 der Firma National Instruments⁵ in ein digitales Signal umgewandelt. Dabei befindet sich zwischen dem Verstärker und dem Analog-Digital-Wandler ein passiver Antialiasing-Filter mit der Abschneidefrequenz von $f_c = 100$ kHz.

Das digitalisierte Signal wird mit einem LabVIEW-Programm⁶, welches das Eingabegerät steuert, bearbeitet und dann gespeichert. Dabei wird eine feste Anzahl an aufeinanderfolgenden Datenpunkten, typischerweise zwischen 1 und 100, gemittelt, sodass die Abtastrate um denselben Faktor verringert wird. Üblicherweise dauert die Aufzeichnung des Zeitsignals 30 min und der Überabtastungs-Faktor beträgt 100. In einem nachfolgenden Schritt kann das Zeitsignal auf etwaige diskrete, externe Störsignale oder Bereiche mit starkem niederfrequentem Abwandern (Drift) untersucht

⁵National Instruments Corporation, 11500 North Mopac Expwy, Austin, TX 78759

⁶von der Firma National Instruments entwickelt

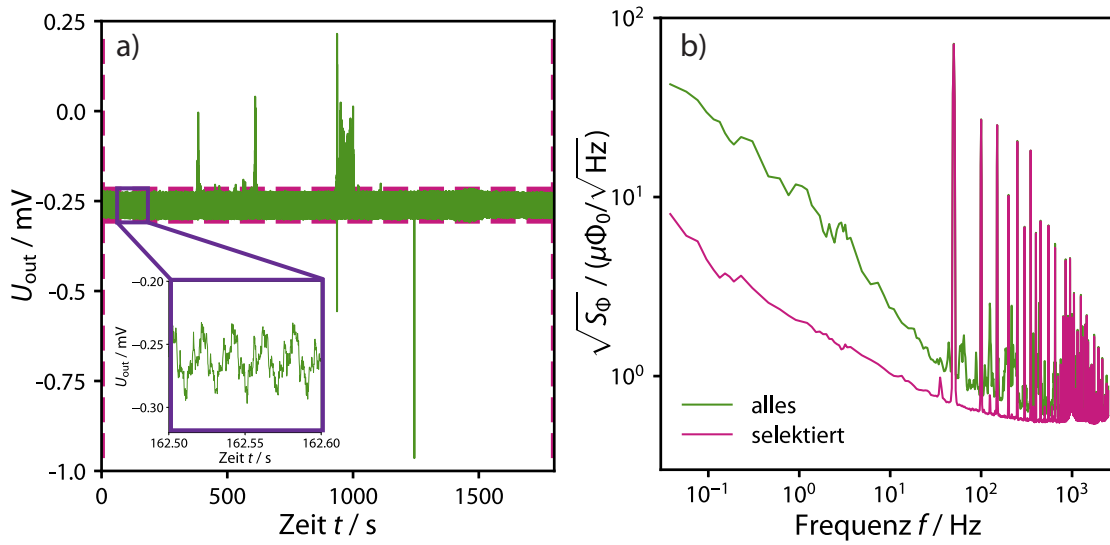


Abbildung 4.5: a) Beispielhaftes Zeitsignal der Ausgangsspannung $U_{\text{out}}(t)$ mit Störsignalen und Grenzen zur Selektierung der störungsfreien Bereiche. b) Quadratwurzel des zugehörigen Leistungsdichtespektrums S_U mittels R_f und M_f^{-1} in die Leistungsdichte des magnetischen Flusses S_Φ überführt, mit und ohne Störungen im Zeitsignal ausgewertet.

werden. Falls Störungen oder Drift vorhanden sind, können Grenzen im Zeit- und im Spannungsbereich gewählt werden, außerhalb derer für die Generierung des Spektrums infrage kommende Zeitabschnitte verworfen werden. Abbildung 4.5 a) stellt beispielhaft ein solches Standard-Zeitsignal mit Störsignalen und die Grenzen, die zur Eliminierung der Störungen gewählt wurden, dar. Abbildung 4.5 b) zeigt beispielhaft die berechneten Leistungsdichtespektren S_Φ mit und ohne Berücksichtigung der gestörten Bereiche. Dazu wurde das Leistungsdichtespektrum S_U der Spannung U_{out} mittels des Widerstands R_f und der Rückkoppelsensitivität M_f in ein Leistungsdichtespektrum des magnetischen Flusses S_Φ umgerechnet. Zur Vorbereitung des Zeitsignals auf die nachfolgende schnelle Fourier-Transformation (FFT) und das Zusammensetzen des finalen Spektrums wird das Zeitsignal zunächst in N gleichlange Abschnitte eingeteilt, die jeweils einzeln einer Fourier-Transformation unterzogen werden. Dabei kann ein Überlapp der Abschnitte im Zeitsignal eingestellt werden, der bei den hier diskutierten Auswertelgorithmen typischerweise 50% beträgt. Die einzelnen Spektren werden daraufhin gemittelt. Der beschriebene Prozess wird anschließend mehrfach wiederholt, wobei die Länge der Zeitfenster und damit die Zahl der Abschnitte N systematisch variiert wird. Die auf diese Weise generierten Spektren werden dann zu einem finalen Gesamtspektrum zusammengesetzt. Durch die Wahl verschiedener Längen der Zeitfenster kann garantiert werden, dass sowohl bei hohen als auch bei niedrigen Frequenzen eine hohe Zahl an Frequenzpunkten vorliegt, sodass

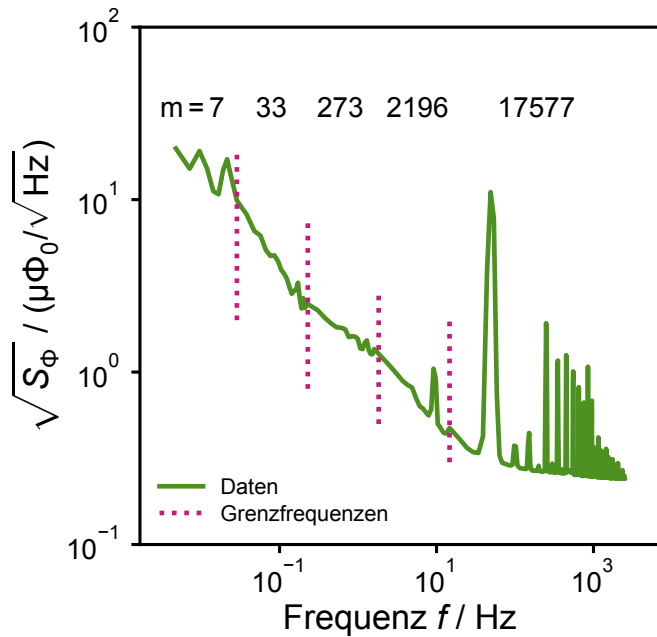


Abbildung 4.6: Quadratwurzel aus einem beispielhaften Leistungsdichtespektrum, das mit der Zeitsignal-Messmethode bestimmt wurde. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die Frequenzgrenzen zwischen den unterschiedlich oft gemittelten Teilspektren, die zu dem Gesamtspektrum zusammengesetzt wurden. Die angegebenen Mittelungsanzahlen m sind Beispielwerte, die von Anzahl und Lage eventueller Störsignale abhängen.

das zu Grunde liegende Rauschspektrum der SQUIDS korrekt abgebildet wird. Ein solches zusammengesetztes Spektrum ist in Abbildung 4.6 beispielhaft dargestellt. Die gestrichelten, vertikalen Linien markieren die Grenzfrequenzen, die die einzelnen Frequenzbereiche voneinander trennen. Außerdem ist für jeden Frequenzbereich die Anzahl der verwendeten Mittelungen m angegeben, welche je nach Anzahl und Lage der Störsignale auf dem ursprünglichen Zeitsignal variieren können. Das fertige Spektrum kann im Anschluss von eventuell auftretenden Peaks und dem Verstärker-rauschen befreit werden, bevor die Gleichung (3.25) numerisch an die Datenpunkte angepasst wird.

4.3.3 Datenweiterverarbeitung

In diesem Abschnitt wird die Herangehensweise zur Datenweiterverarbeitung beschrieben, welche nach dem Generieren des Rauschspektrums erfolgte. Dabei unterscheidet sich die Weiterverarbeitung der mittels des FFT-Spektrum-Analysators aufgenommenen Daten nicht von den mit der Zeitverlaufmethode aufgenommenen Daten. Sofern das generierte Spektrum Peaks enthält, werden diese durch einen Peak-Entfernungs-Algorithmus aus dem Spektrum eliminiert. Dazu wird das Spektrum zunächst durch eine Treppenfunktion angenähert, die innerhalb eines festgelegten Intervalls auf der Frequenzachse jeweils das Minimum der Messdaten bildet. An diese Treppenfunktion wird die Gleichung (3.25) numerisch angepasst und die entstehende Funktion wird mit einem Streckfaktor $s > 1$ multipliziert, sodass eine Funktion entsteht, die als obere Akzeptanzgrenze fungiert. Im originalen Datensatz werden so-

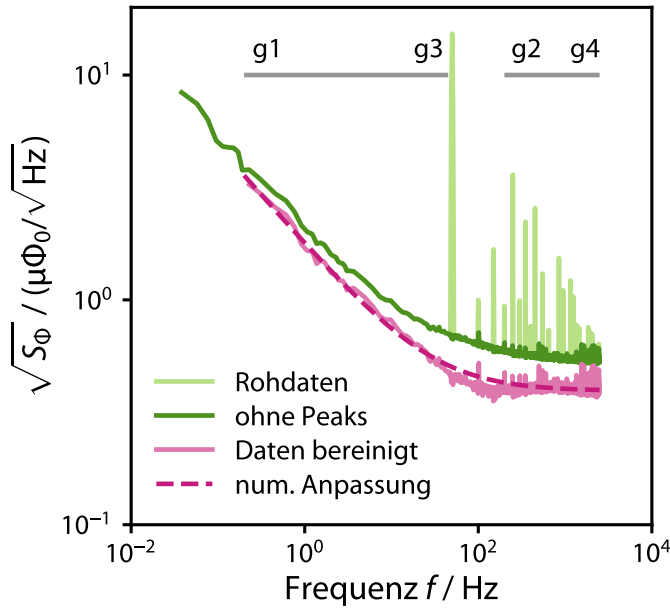


Abbildung 4.7: Beispielhafte Darstellung der Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte des Flussrauschens eines SQUID-Arrays mit den einzelnen Stufen der Datenweiterverarbeitung. In der Grafik enthalten sind die Rohdaten, das um Peaks bereinigte Spektrum sowie das Spektrum nach der Subtraktion des Rauschbeitrags der Raumtemperaturelektronik nach Gleichung (4.1). An das bereinigte Spektrum wurde die Gleichung (3.25) numerisch angepasst, was durch die gestrichelte Linie verdeutlicht wird.

dann alle Werte, die oberhalb dieser Akzeptanzgrenze liegen, durch den Mittelwert aus p benachbarten Punkten ersetzt. Dadurch werden schmale Peaks stark verkleinert, was in Abbildung 4.7 beispielhaft dargestellt wird. Das entstandene Spektrum wird dann von den Rauschbeiträgen der SQUID-Elektronik bereinigt. Hierzu wurden die aus [Dru06] entnommenen Rauschspektren mittels der Transferkoeffizienten V_Φ und I_Φ in Flussrauschen überführt und anschließend von dem gemessenen, peakkorrigierten Spektrum subtrahiert. Nach der Subtraktion der Rauschbeiträge der Raumtemperaturelektronik gemäß Gleichung (4.1) oder (4.4), kann Gleichung (3.25) dann in einem Bereich mit frei wählbaren Grenzen $g1$ und $g4$ numerisch angepasst werden. Um eventuellen Unregelmäßigkeiten im Spektrum Rechnung zu tragen, kann ein Bereich des Spektrums innerhalb der Grenzen $g1$ und $g4$ von der numerischen Anpassung ausgeklammert werden, welcher durch die Grenzen $g2$ und $g3$ gegeben ist. Alle in den Kapiteln 5 bis 8 gezeigten Daten sind auf diese Weise ausgewertet worden.

4.3.4 Kreuzkorrelationsmethode

In Kapitel 4.2 wurde bereits ausgeführt, wie das intrinsische Rauschen des als primäres SQUID in einem zweistufigen SQUID-Aufbau betriebenen Prüflings aus dem Gesamtrauschen des zeitstufigen Aufbaus extrahiert werden kann. Dazu müssen die einzelnen parasitären Rauschbeiträge aus Gleichung (4.4) mitsamt des zugehörigen Kopplungsfaktors G_Φ sowie das Nyquist-Rauschen des Widerstands R_G möglichst genau bestimmt werden. Diese Methode ist aufwändig und fehleranfällig. Außerdem

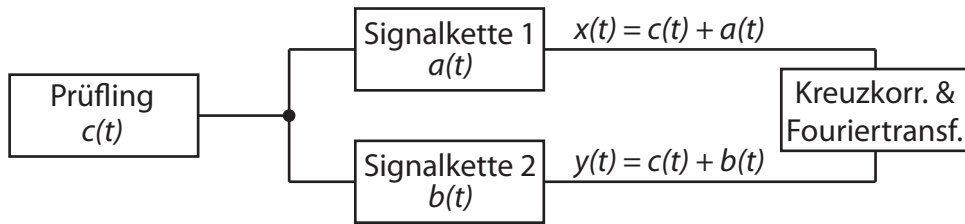


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Kreuzkorrelationsmethode. Das Signal $c(t)$ des Prüflings wird durch zwei baugleiche Signalketten, die jeweils den Rauschbeitrag $a(t)$ beziehungsweise $b(t)$ aufweisen, ausgelesen. Die beiden entstehenden Signale $x(t)$ und $y(t)$ werden daraufhin kreuzkorreliert und spektral analysiert.

bietet sie nur eine begrenzte Genauigkeit des intrinsischen Rauschspektrums, die von dem Verhältnis zwischen intrinsischem und parasitärem Rauschen abhängt. Je kleiner das zu messende Signal ist, desto dominanter erscheinen die Rauschbeiträge des sekundären SQUIDS und der Raumtemperaturelektronik. Um das gemessene Rauschspektrum unabhängig von den beiden genannten Elementen zu machen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Kreuzkorrelationsmethode entwickelt, deren Grundprinzip in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt ist. Das zu messende Zeitsignal $c(t)$ wird durch zwei unabhängige Signalketten mit dem jeweiligen Eigenrauschen $a(t)$ und $b(t)$ gleichzeitig ausgelesen. Die beiden Zeitsignale

$$x(t) = c(t) + a(t) \quad \text{und} \quad (4.6)$$

$$y(t) = c(t) + b(t) \quad (4.7)$$

werden dann kreuzkorreliert und einer Fourier-Transformation unterzogen. Die Reihenfolge der beiden mathematischen Manipulationen ist dabei nicht a priori festgeschrieben. Nach dem Wiener-Khintchine-Theorem [Wie30, Khi34] kann die spektrale Leistungsdichte eines Autokorrelationsspektrums über den Absolutwert der Fouriertransformierten berechnet werden. Demnach kann man das m -fach gemittelte Kreuzkorrelationsspektrum

$$\langle S_{xy}(f) \rangle_m = \frac{1}{T} \langle X(f)Y^*(f) \rangle_m \quad (4.8)$$

aus den Fourier-Transformierten $X(f)$ und $Y(f)$ der Zeitsignale $x(t)$ und $y(t)$ berechnen. Gemäß den Gleichungen (4.7) und (4.6) enthalten die beiden Größen $X(f)$ und $Y(f)$ die Komponenten $A(f)$, $B(f)$ und $C(f)$. Ferner bezeichnet T die Gesamtdauer der Messung und Y^* die komplexe Konjugation der Größe Y . Der Erwartungswert

des Kreuzkorrelationsspektrums zwischen x und y ist dann

$$\mathbb{E}\{S_{xy}\} = \frac{1}{T}\mathbb{E}\{XY^*\} \quad (4.9)$$

$$= \frac{1}{T}\mathbb{E}\{(C + A)(C + B)^*\} \quad (4.10)$$

$$= \frac{1}{T}[\mathbb{E}\{CC^*\} + \mathbb{E}\{CB^*\} + \mathbb{E}\{AC^*\} + \mathbb{E}\{AB^*\}] \quad (4.11)$$

Unter der Annahme, dass $a(t)$, $b(t)$ und $c(t)$ statistisch unabhängig voneinander sind, verschwinden die Kreuzterme, womit allein die Autokorrelation $(1/T)\mathbb{E}\{CC^*\}$ des gewünschten Signals einen endlichen Wert annimmt. Werden die komplexen Ausdrücke A , B und C als Summe eines realen (A') und imaginären (A'') Anteils dargestellt, kann der Erwartungswert

$$\mathbb{E}\{S_{xy}\} = \frac{1}{T}\mathbb{E}\{XY^*\} \quad (4.12)$$

$$= \frac{1}{T}\mathbb{E}\{(C' + iC'' + A' + iA'') \times (C' - iC'' + B' - iB'')^*\} \quad (4.13)$$

$$= \frac{1}{T}\mathbb{E}\{\mathcal{A} + i\mathcal{B} + \mathcal{C}\} \quad (4.14)$$

mittels der neuen Variablen \mathcal{A} , \mathcal{B} und \mathcal{C} dargestellt werden, wobei \mathcal{C} die Autokorrelation des zu messenden Signals darstellt. Die beiden anderen Terme bilden den Realteil \mathcal{A} und den Imaginärteil \mathcal{B} der Kreuzterme, welche das Verstärkerrauschen abbilden. Nach dem Gleichverteilungssatz enthält der Imaginärteil der Kreuzkorrelation \mathcal{B} die eine Hälfte des Rauschbeitrags der Signalkette und der Realteil $\mathcal{A} + \mathcal{C}$ die andere Hälfte des Rauschbeitrags der Signalkette sowie die komplette Information über den Rauschbeitrag des Prüflings. In einem realen Experiment wird der Erwartungswert \mathbb{E} durch den Mittelwert $\langle S_{xy}(f) \rangle_m$ über m Messungen angenähert. In diesem Fall verschwinden die Kreuzterme nicht sofort, sondern fallen mit $1/\sqrt{m}$ ab und werden somit bei genügend großer Zahl der Mittelungen m hinreichend unterdrückt [Rub10]. Da $\langle S_{xy}(f) \rangle_m$ einen Realteil und einen Imaginärteil hat und positive sowie negative Zahlenwerte annehmen kann, kann sie in den meisten Fällen nicht ohne Weiteres als Frequenzspektrum mit doppeltlogarithmischer Achseneinteilung dargestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die durch die Kreuzkorrelation entstandenen Frequenzspektren zunächst gemittelt und zu einem finalen Spektrum zusammengefügt. Danach wurde der Realteil des gemittelten Spektrums

$$\hat{S}_{xy} = \Re(\langle S_{xy}(f) \rangle_m) \quad (4.15)$$

gebildet. Dies bewirkt keinen Verlust an Information, da der Imaginärteil ohnehin nur das Verstärkerrauschen enthält. Die Amplitude des weißen und $1/f$ -artigen Anteils des Rauschspektrums sowie der Exponent α wurden durch die numerische Anpassung der Gleichung (3.24) an den Verlauf $\hat{S}_{xy}(f)$ bestimmt. Für eine grafische Darstellung

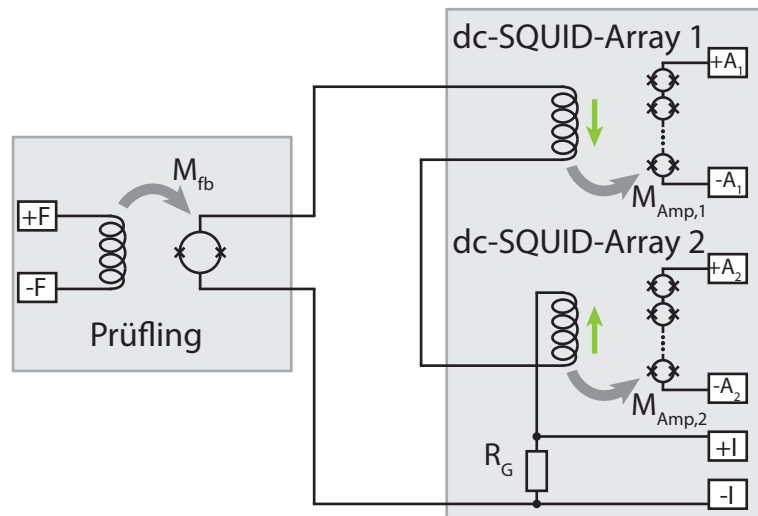


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des für die Kreuzkorrelationsmethode verwendeten Messaufbaus. Um den geometrischen Gegebenheiten der Leiterplatte und der Mikrochips Rechnung zu tragen, wurden die beiden Einkoppelspulen so in Serie geschaltet, dass das Signal des Prüflings mit verschiedenen Vorzeichen in die Arrays Einkoppelt. Dies wird durch die grünen Pfeile neben den Einkoppelspulen verdeutlicht.

mit logarithmischen Achsen müssen vereinzelt auftretende negative Datenpunkte entfernt werden, was allerdings unabhängig von der numerischen Anpassung geschieht. Im Gegensatz zu Methoden, bei denen gefordert ist, dass der zur numerischen Auswertung genutzte Datensatz gleichzeitig logarithmisch darstellbar ist, wird hierbei der Mittelwert nicht durch Manipulation der negativen Datenpunkte verfälscht. Dies wäre beispielsweise bei der Betragsbildung der Fall. Auf diesen Punkt wird im Abschnitt 4.3.5 näher eingegangen.

Um die Kreuzkorrelationsmethode experimentell zu implementieren, wurde die in Abbildung 4.9 schematisch gezeigte elektrische Schaltung entwickelt und realisiert. Der Prüfling wird wie das primäre SQUID eines zweistufigen Aufbaus im Spannungsbetrieb verwendet. Dazu ist der Prüfling parallel zu einem Widerstand R_G und in Serie zu den Einkoppelspulen zweier dc-SQUID-Arrays 1 und 2 geschaltet. Über die Einkoppelspule des Prüflings mit der Gegeninduktivität M_{fb} kann ein konstanter magnetischer Fluss in den Prüfling eingekoppelt werden. Mittels dieses magnetischen Flusses kann der Flusszustand und somit der Arbeitspunkt des Prüflings festgelegt werden. Der durch den Prüfling fließende Strom induziert über die Gegeninduktivitäten $M_{Amp,1}$ und $M_{Amp,2}$ jeweils ein magnetisches Flusssignal in den beiden SQUID-Arrays. Die beiden Einkoppelspulen der SQUID-Arrays wurden so in Serie geschaltet, dass ein Strom in der Serienschaltung Flusssignale mit entgegen-

gesetzten Vorzeichen in den SQUID-Arrays induziert. Dies ist in der Abbildung 4.9 durch die grünen Pfeile neben den Einkoppelspulen gekennzeichnet. Daher muss das Ausgangsspannungssignal eines der SQUID-Arrays vor der Analyse mit einem negativen Vorzeichen beaufschlagt werden. Infolgedessen sind Signale aus dem Stromkreis des Prüflings korreliert, während direkt in die SQUID-Arrays einkoppelnde Signale, beispielsweise Netzbrummen, antikorreliert sind. Wäre die Stromführung im Einkoppelkreis so, dass die Einkoppelspulen der SQUID-Arrays im gleichen Sinne vom Strom durchlaufen würden, wäre kein zusätzliches Vorzeichen nötig. Außerdem wären sowohl die Signale aus dem Prüfling als auch in die SQUID-Arrays einkoppelnde Signale korreliert. Die Ausgangssignale der als Stromsensoren fungierenden Arrays werden als Zeitsignal aufgezeichnet, einer Fourier-Transformation unterzogen und schlussendlich kreuzkorreliert.

Für das gesamte Flussrauschen einer der beiden Signalketten gilt

$$S_{\Phi,x} = S_{\Phi,array} + \frac{S_{U,el}}{V_{\Phi}^2} + \frac{S_{I,el}}{I_{\Phi}^2} + M_{fx}^2 S_{I_{\Phi x}} + \frac{4k_B T R_G}{(R_G + R_{dyn})^2} M_{Amp}^2 + (S_{\Phi,DUT} + M_{fb}^2 S_{I_{\Phi b}}) \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi} \right)^2 M_{Amp}^2, \quad (4.16)$$

wobei $S_{\Phi,DUT}$ das intrinsische Flussrauschen des Prüflings darstellt und $\partial I / \partial \Phi$ den Strom-zu-Fluss-Koeffizienten, der maßgeblich vom Arbeitspunkt des Prüflings abhängt. Die Transferkoeffizienten V_{Φ} und I_{Φ} des jeweiligen SQUID-Arrays sowie die Gegeninduktivität M_{Amp} der Einkoppelspule können für die beiden Signalketten unterschiedlich sein. Der dynamische Widerstand R_{dyn} sowie der Strom-zu-Fluss-Koeffizient $\partial I / \partial \Phi$ hingegen sind Größen, welche dem Prüfling zugeordnet werden. Weiterhin müssen die bereits in Abschnitt 4.1 diskutierten zusätzlichen Rauschbeiträge der Stromquellen $I_{\Phi x}$ und $I_{\Phi b}$ beachtet werden, sofern die jeweilige inverse Einkoppelsensitivität M_{fx}^{-1} beziehungsweise M_{fb}^{-1} nicht ausreichend groß ist. Durch die Anwendung der Kreuzkorrelationstechnik werden unabhängige Terme, die zu den einzelnen Signalketten gehören, unterdrückt und das kreuzkorrelierte Spektrum des Flussrauschens

$$S_{\Phi,xy} = \frac{4k_B T R_G}{(R_G + R_{dyn})^2} M_{Amp}^2 + (S_{\Phi,DUT} + M_{fb}^2 S_{I_{\Phi b}}) \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi} \right)^2 M_{Amp}^2 \quad (4.17)$$

enthält nur noch das intrinsische Rauschen des Prüflings, den durch M_{fb}^{-1} unterdrückten Rauschbeitrag der Stromquelle $I_{\Phi b}$ und einen weißen Anteil, der durch das thermische Rauschen des Widerstands R_G verursacht wird. Dieser kann in vielen Fällen vernachlässigt werden, insbesondere da er frequenzunabhängig ist und sich die vorliegende Arbeit auf das frequenzabhängige, niederfrequente Rauschen von SQUIDs konzentriert.

4.3.5 Funktionstüchtigkeit des implementierten Messaufbaus

In diesem Abschnitt sollen die Möglichkeiten und Limitierungen des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und zur Messung des niederfrequenten Flussrauschens in dc-SQUIDs genutzten Kreuzkorrelationsaufbaus diskutiert werden. Dazu wird zunächst die Abhängigkeit des Mittelwertes μ und der Standardabweichung σ der kreuzkorrelierten Daten von der Anzahl an Mittelungen m betrachtet. Der Realteil \hat{S}_{xy} des m -fach gemittelten Spektrums, der durch Gleichung (4.15) gegeben ist, sollte sich nach Abschnitt 4.3.4 für große m dem Erwartungswert $\mathbb{E}(\hat{S}_{xy})$ annähern. Dieser ist gleich der Autokorrelation des Signals S_{cc} des Prüflings. Aufgrund der statistischen Unabhängigkeit der Signale ist der funktionale Zusammenhang nach [Rub10] durch

$$\mu(\hat{S}_{xy}(m)) = S_{cc} + \frac{D}{\sqrt{m}} \quad (4.18)$$

mit einer Proportionalitätskonstante D gegeben. Für eine große Anzahl an Mittelungen m kann die Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ des m -fach gemittelten Spektrums durch die Gleichung

$$\sigma(\hat{S}_{xy}(m)) = \sqrt{\mathbb{V}(\hat{S}_{xy})} = \sqrt{\frac{S_{aa}S_{bb} + S_{bb}S_{cc} + S_{aa}S_{cc} + 2S_{cc}^2}{2m}} \quad (4.19)$$

angenähert werden. Hierbei ist die Varianz $\mathbb{V}(A) = S_{aa}^2$ und $\mathbb{V}(B) = S_{bb}^2$ durch das Quadrat der Autokorrelation des Rauschens der beiden Signalketten gegeben, sowie $\mathbb{V}(C) = S_{cc}^2$ die Varianz des Rauschens des Prüflings. Der Zusammenhang $\mathbb{V}(A) = \mathbb{E}(A)^2$ gilt, da angenommen werden kann, dass sowohl der Imaginärteil $\Im(A)$ als auch der Realteil $\Re(A)$ der Größe A eine Gaußsche Zufallsvariable mit verschwindendem Mittelwert darstellt. Daher folgt die quadratische Summe $\Re(A)^2 + \Im(A)^2$ der χ^2 -Verteilung. Das gleiche gilt für die Größen B und C . Insgesamt verschwindet somit die mittlere Abweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ für große m . Unter der Annahme, dass die Autokorrelation des Rauschens der beiden Signalketten gleich ist $S_{aa} = S_{bb}$, vereinfacht sich der Ausdruck zu

$$\sigma(\hat{S}_{xy}(m)) = \sqrt{\frac{S_{aa}^2 + 2S_{aa}S_{cc} + 2S_{cc}^2}{2m}} \quad (4.20)$$

Im Folgenden wird die Verifizierung der funktionalen Abhängigkeit des Mittelwertes $\mu(\hat{S}_{xy}(m))$ und $\sigma(\hat{S}_{xy}(m))$ für das entwickelte Auswertungsprogramm und den verwendeten Messaufbau diskutiert. Dazu werden künstlich generierte Rauschdaten herangezogen, welche durch eine in Python vorgegebene Zufallszahlen-Funktion mit Gaußverteilung simuliert wurden. Diese Daten wurden wie ein Zeitverlauf einer realen Messung an das Auswertungsprogramm übergeben um ein Frequenzspektrum zu erzeugen. Dabei wurde die Anzahl der Mittelungen m systematisch variiert. Die Leistungsdichte der so entstandenen weißen Rauschspektren wird über alle Datenpunkte gemittelt und die Varianz der Verteilung errechnet.

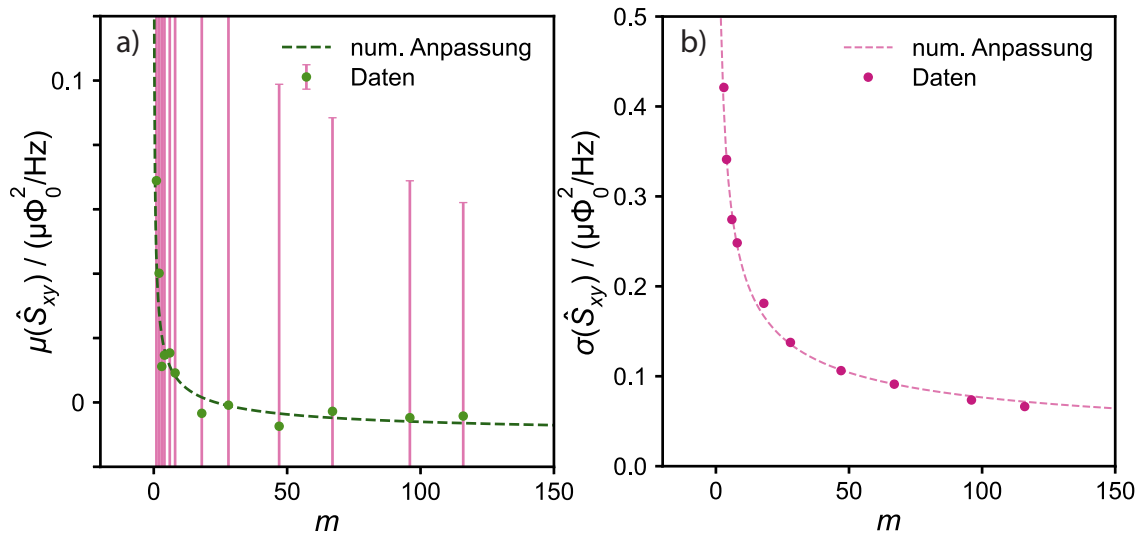


Abbildung 4.10: a) Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ unabhängiger künstlich generierter Daten in Abhängigkeit von der Anzahl m an Mittelungen mit der Standardabweichung als Fehlerbalken. Durch die gestrichelte Linie wird die numerische Anpassung der Daten an die Gleichung (4.18) dargestellt. b) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ in Abhängigkeit von der Anzahl an Mittelungen. Die gestrichelte Linie stellt die numerische Anpassung an die Gleichung (4.20) dar.

Künstlich generierte Rauschdaten ohne Rauschen des Prüflings

Als erstes wurden zwei komplett unabhängige zufallsgenerierte Signale mit dem Programm zur Auswertung kreuzkorrelierter Messungen bearbeitet. Es kann also erwartet werden, dass der Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ für große m verschwindend klein wird, da der Erwartungswert $\mathbb{E}(\hat{S}_{xy}) = 0$ beträgt. In Abbildung 4.10 ist a) der Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ und b) dessen Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ in Abhängigkeit der Anzahl der Mittelungen m für einen solchen Datensatz aufgetragen. Um die beiden Größen besser in Relation zu setzen, enthält die Abbildung a) Fehlerbalken, die die Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ darstellen. Die gestrichelten Linien zeigen das Ergebnis einer numerischen Anpassung der Mittelwerte an Gleichung (4.18) und der Standardabweichung an Gleichung (4.20). Die Daten zeigen eindeutig, dass sich der Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy}(f))$ für große Werte m der 0 annähert. Da somit $S_{cc} = 0$ gilt, vereinfacht sich Gleichung (4.20) zu $\sigma(\hat{S}_{xy}) = \sqrt{S_{aa}^2/2m}$. Die numerische Anpassung der Datenpunkte aus Abbildung b) ergibt somit ein intrinsisches Flussrauschen $S_{aa,fit} = S_{bb,fit} = (0,941 \pm 0,023) \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$, was gut mit dem durch die Simulation vorgegebenen Wert von $S_{aa} = S_{bb} = 1 \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ übereinstimmt.

Künstlich generierte Rauschdaten mit Rauschen des Prüflings

Als nächstes wurden künstlich generierte Rauschdaten mit $S_{cc} \neq 0$ derselben Analyse unterzogen, wie sie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde. Dazu wurde ein den beiden künstlichen Signalketten gemeinsames Signal erzeugt, das das Rauschen des Prüflings simulieren soll. Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die gefundenen Mittelwerte in Abbildung 4.11 a) und c) nähern sich asymptotisch den vorgegebenen Rauschamplituden $S_{cc} = 0,01 \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ und $S_{cc} = 1 \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ an. Für die Datenpunkte in a) gilt somit $S_{cc} \ll S_{aa} = S_{bb}$, wodurch wieder $\sigma(\hat{S}_{xy}) = \sqrt{S_{aa}^2/2m}$ angenommen werden kann. Die numerische Anpassung dieser Gleichung an die Datenpunkte ergibt $S_{aa,\text{fit}} = S_{bb,\text{fit}} = (1,02 \pm 0,01) \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$. Dass die Funktion für kleine m zu negativen Werten hin divergiert, rührt von der anhand der Abbildung 4.9 diskutierten Verschaltung des experimentellen Aufbaus, die in der Simulation berücksichtigt wurde. Für die Standardabweichung der Datenpunkte in c) gilt gemäß Gleichung (4.20) $\sigma(\hat{S}_{xy}) = \sqrt{5S_{cc}^2/2m}$, da $S_{cc} = S_{aa} = S_{bb}$. Durch die numerische Anpassung dieser Gleichung an die Datenpunkte ergibt sich das gefundene Rauschen zu $S_{aa,\text{fit}} = S_{bb,\text{fit}} = S_{cc,\text{fit}} = (1,03 \pm 0,01) \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$.

Kreuzkorrelation zweier dc-SQUID-Arrays unabhängiger Messaufbauten

Im darauffolgenden dritten Schritt wurden reale Messdaten für den Test des entwickelten Programms verwendet. Im Gegensatz zu den inhärent frequenzunabhängigen künstlich generierten Rauschspektren der vorangegangenen Unterabschnitte, besitzen reale Messdaten einen frequenzabhängigen Bereich bei niedrigen Frequenzen und eventuell ein Abfallen bei hohen Frequenzen. Daher wurde zwecks der Analyse im vorliegenden Abschnitt lediglich der weiße Anteil der gemessenen Spektren ausgeschnitten und zu einem Datenpunkt gemittelt. Es wurden die gleichzeitig bei einer Temperatur von $T = 100 \text{ mK}$ in einem Verdünnungskryostaten aufgenommenen Zeitverläufe zweier auf unterschiedlichen Experimenten montierten SQUID-Arrays kreuzkorreliert ausgewertet. Zur Datenaufnahme wurde der in Abschnitt 4.4 diskutierte und in Abbildung 4.19 dargestellte experimentelle Aufbau und zwei im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Chips mit dc-SQUID-Arrays verwendet. Hierbei waren die beiden SQUID-Arrays, deren Rauschen kreuzkorreliert ausgewertet wurde, auf verschiedenen Fingern der Platine montiert und in unterschiedlichen magnetischen Abschirmungen beherbergt. Daher ist ein parasitäres Übersprechen zwischen den Signalketten unwahrscheinlich. Beide SQUID-Arrays waren jeweils Teil eines vollständigen Kreuzkorrelationsaufbaus wie in Abbildung 4.9 dargestellt. Während der Datenaufnahme war der Prüfling bei beiden Signalketten jeweils ausgeschaltet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Da die Signale aufgrund des experimentellen Aufbaus unkorreliert sein sollten, sollte sich der Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ der Kreuz-

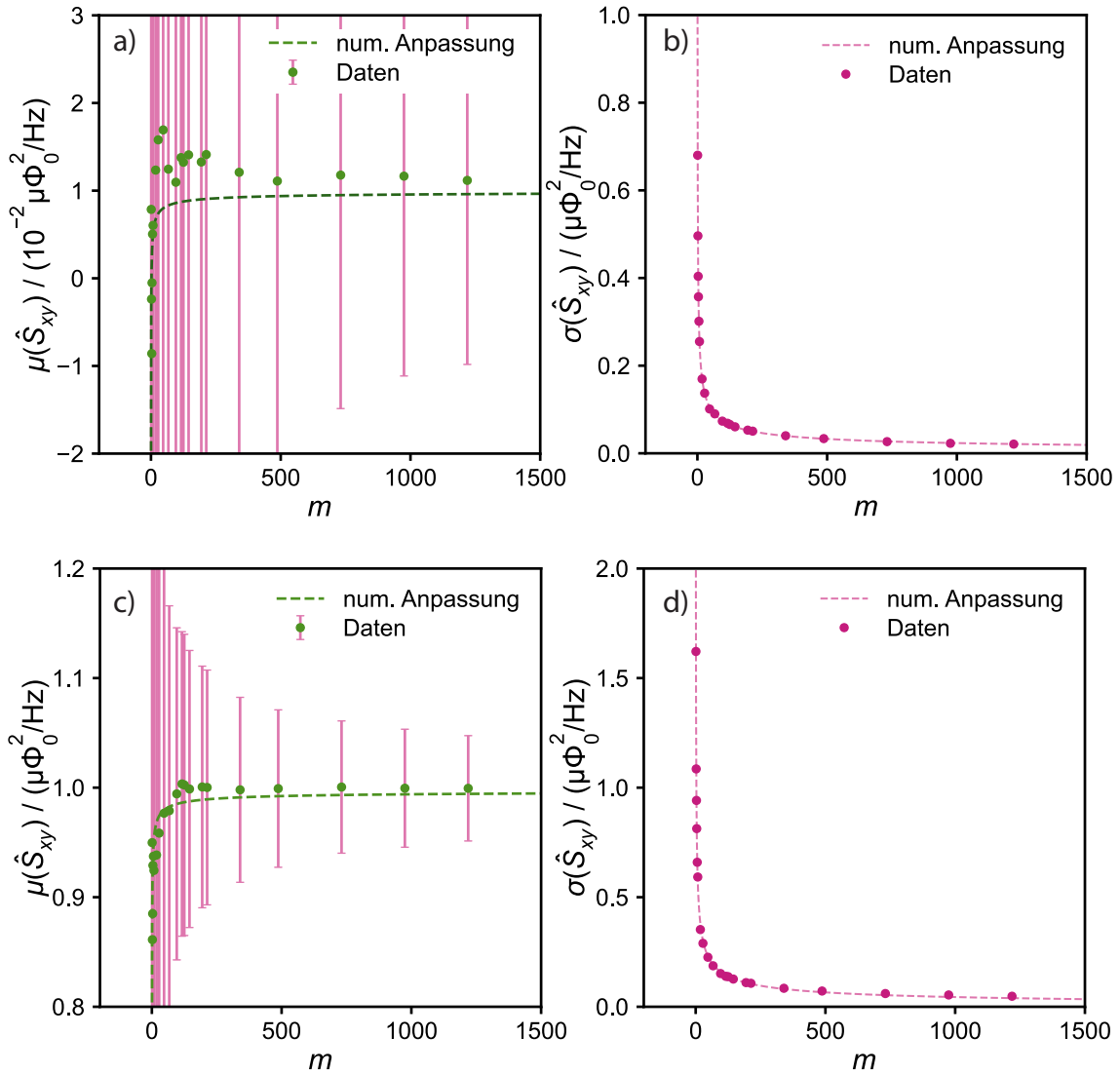


Abbildung 4.11: a) Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ künstlich generierter Daten mit einer Rauschamplitude des Prüflings von $S_{cc} = 0,01 \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ aufgetragen in Abhängigkeit von der Anzahl m an Mittelungen mit der Standardabweichung als Fehlerbalken. Durch die unterbrochene Linie wird die numerische Anpassung der Gleichung (4.18) an die Daten dargestellt. b) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ der in a) gezeigten Daten in Abhängigkeit von der Anzahl m an Mittelungen. Die gestrichelte Linie stellt die numerische Anpassung der Gleichung (4.20) an die Daten dar. c) Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ künstlich generierter Daten mit einer Rauschamplitude des Prüflings von $S_{cc} = 1 \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ aufgetragen in Abhängigkeit von der Anzahl m an Mittelungen mit der Standardabweichung als Fehlerbalken. Wieder zeigt die unterbrochene Linie die numerische Anpassung der Gleichung (4.18) an die Daten. d) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ der in c) gezeigten Daten in Abhängigkeit von der Anzahl m der Mittelungen. Abermals ist das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (4.20) an die Daten durch eine unterbrochene Linie gekennzeichnet.

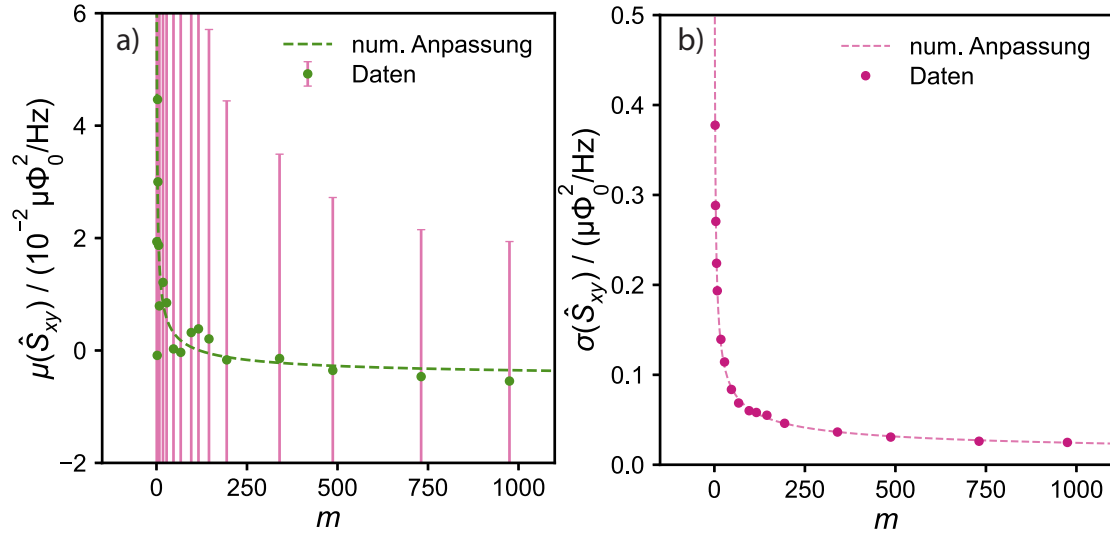


Abbildung 4.12: a) Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ und b) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ der Kreuzkorrelation der gemessenen Zeitsignale zweier unabhängiger SQUID-Arrays in Abhängigkeit der Anzahl der Mittelungen m . Die gestrichelten Linien zeigen numerische Anpassungen an Gleichungen (4.18) und (4.20).

korrelation asymptotisch dem Erwartungswert $S_{cc} = 0$ annähern. Diese Erwartung stimmt innerhalb der Messungenauigkeit mit der Messung überein. Durch die numerische Anpassung der experimentell bestimmten Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ an Gleichung (4.19) mit $S_{cc} = 0$ ergibt sich für die einzelnen SQUID-Array Auslesekanäle eine spektrale Leistungsdichte von ungefähr $\sqrt{S_{aa}S_{bb}} = (0,761 \pm 0,014) \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$. Unter der Annahme, dass das Rauschen der beiden nominell identisch aufgebauten Signalketten $S_{aa} = S_{bb}$ gleich ist, ergibt sich damit für jeden Auslesekanal ein weißer Anteil des Rauschspektrums von $\sqrt{S_{aa}} = \sqrt{S_{bb}} = (0,872 \pm 0,016) \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Kreuzkorrelation zweier dc-SQUID-Arrays desselben Messaufbaus ohne Prüfling

Im nächsten Schritt wurden die gleichzeitig aufgenommenen Zeitsignale zweier dc-SQUID-Arrays, welche auf demselben Kreuzkorrelationsaufbau nach Abbildung 4.9 beherbergt waren, kreuzkorreliert ausgewertet. Im Gegensatz zu dem im vorangegangenen Abschnitt diskutierten experimentellen Aufbau befanden sich im vorliegenden Fall beide SQUID-Arrays auf demselben Finger der in Abschnitt 4.4 diskutierten und in Abbildung 4.19 gezeigten SQUID-Platine. Dabei war zwar der Prüfling ausgeschaltet, jedoch verbindet der Widerstand R_G die beiden Enden der Einkoppelspulen miteinander. Infolgedessen koppelt das thermische Nyquist-Rauschen des Widerstands

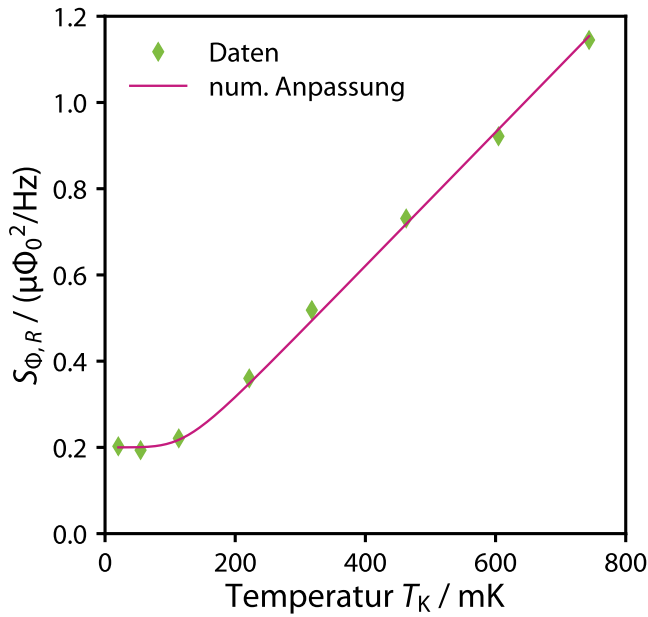


Abbildung 4.13: Gemessene spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,R}$ des Flussrauschens verursacht durch das weiße Stromrauschen des Widerstands R_G in Abhängigkeit von der Temperatur T_K der Experimentierplattform. Die durchgezogene Linie stellt eine numerische Anpassung an Gleichung (4.22) dar.

korreliert als Flussrauschen

$$S_{\phi,R} = M_{\text{Amp}}^2 \frac{4k_B T_e}{R_G} \quad (4.21)$$

in die SQUID-Arrays ein. In Abbildung 4.13 ist das gemessene Flussrauschen $S_{\phi,R}$ in Abhängigkeit der Temperatur T_K der Experimentierplattform des Kryostaten aufgetragen. Sofern angenommen werden kann, dass die elektronische Temperatur des Widerstands $T_e = T_K$ sich der Temperatur der Experimentplattform anpasst, sollte $S_{\phi,R}$ nach Gleichung (4.21) linear mit sinkender Temperatur abnehmen. In der Abbildung ist jedoch zu erkennen, dass dieser Trend lediglich bei Temperaturen oberhalb von $T_K = 200$ mK beobachtet werden kann. Laut der Hot-Electron-Theorie für dissipierende Widerstände [Wel94] kann die elektronische Temperatur eines Widerstandes T_e , welche die ausschlaggebende Temperatur zur Berechnung des Nyquist-Rauschens sein sollte, bei tiefen Temperaturen nicht mit der Temperatur der Experimentierplattform T_K gleichgesetzt werden. Durch die Temperaturmessung am Kryostaten ist allerdings lediglich die letztgenannte zugänglich. Nach der Hot-Electron-Theorie ist das thermische Abkoppeln eines dissipierenden Widerstands von der Experimentierplattform auf den bei tiefen Temperaturen erhöhten Wärmewiderstand zwischen dem Elektronensystem und dem Phononensystem zurückzuführen, was im Abschnitt 3.2.1 bereits angedeutet wurde. Die experimentell bestimmte Temperaturabhängigkeit des Widerstandsrauschens kann nach Gleichung (3.35) durch

$$S_I = \frac{4k_B T_e}{R_G} = \frac{4k_B}{R_G} (T_{\text{min}}^n + T_K^n)^{1/n} \quad (4.22)$$

beschrieben werden, wobei $n \approx 5$ sein sollte. Hierbei wurde angenommen, dass der Kapitza-Widerstand $R_{\text{th},K}$ so gering ist, dass die phononische Temperatur T_{ph} und die

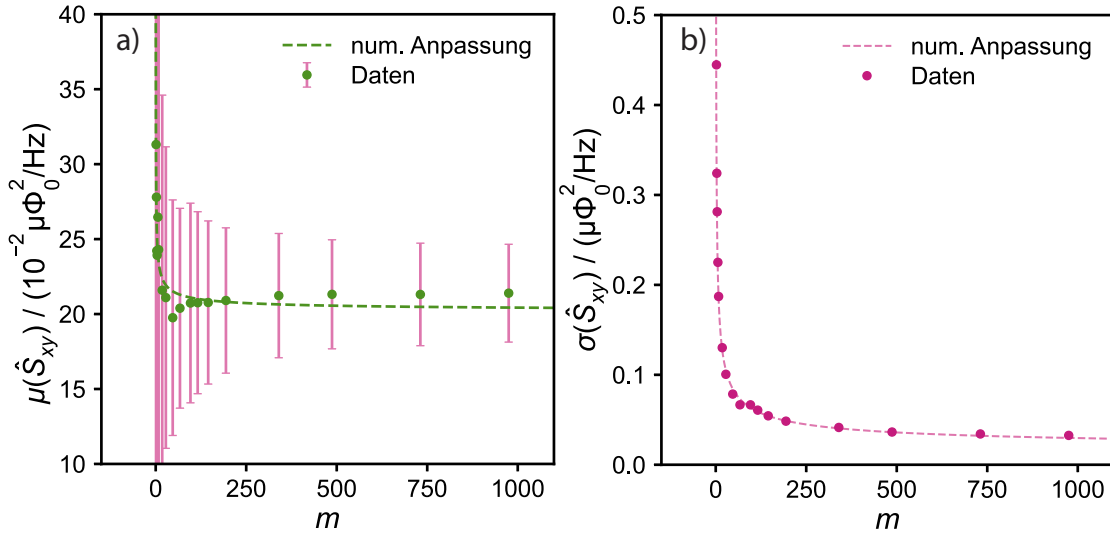


Abbildung 4.14: a) Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ und b) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ der Kreuzkorrelation der gemessenen Zeitsignale zweier dc-SQUID-Arrays bei $T = 100$ mK in Abhängigkeit der Anzahl der Mittelungen m . Die in Serie geschalteten Einkoppelspulen der beiden SQUID-Arrays sind durch den Widerstand R_G kurzgeschlossen. Die gestrichelten Linien zeigen numerische Anpassungen an Gleichungen (4.18) und (4.20).

Temperatur des Kryostaten T_K übereinstimmen. Durch die numerische Anpassung dieser Gleichung mit auf $n = 5$ festgelegtem Exponenten an die vorliegenden Daten wurde eine scheinbare Abkoppeltemperatur von $T_{\min} = (129 \pm 6)$ mK ermittelt. Da der Widerstand R_G selbst nominell keine Leistung dissipiert, muss der Effekt allerdings auf eine andere Wärmequelle zurückzuführen sein. Möglicherweise heizt die in den SQUID-Arrays entstehende Wärme den direkt neben einem der SQUID-Arrays auf dem Chip sitzenden Widerstand R_G parasitär auf, was zu den beobachteten Ergebnissen führen würde.

Zur Verifizierung der Funktionstüchtigkeit des im Rahmen dieser Arbeit implementierten Messaufbaus und insbesondere der im Zuge dessen entwickelten Datenweiterverarbeitung wurde aus der oben diskutierten Reihe an Messungen bei verschiedenen Temperaturen eine Messung bei $T = 100$ mK beispielhaft herausgegriffen. Analog zu der bisher in diesem Kapitel diskutierten Vorgehensweise wurden abermals zwei Zeitsignale mit unterschiedlichen Mittelungszahlen m ausgewertet. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 4.14 als Mittelwert $\mu(\hat{S}_{xy})$ und Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ in Abhängigkeit von m dargestellt. Der Mittelwert nähert sich für große m asymptotisch einem Rauschlevel von $S_{xy,\phi,R} = (0, 21 \pm 0, 03) \mu\Phi_0^2/\text{Hz}$ an. Da in dem vorliegenden Aufbau ein Signal kohärent in beide SQUID-Arrays einkoppelt, ist an dieser Stelle bereits der Fall eines angeschlossenen Prüflings formal mit eingeschlossen. Die

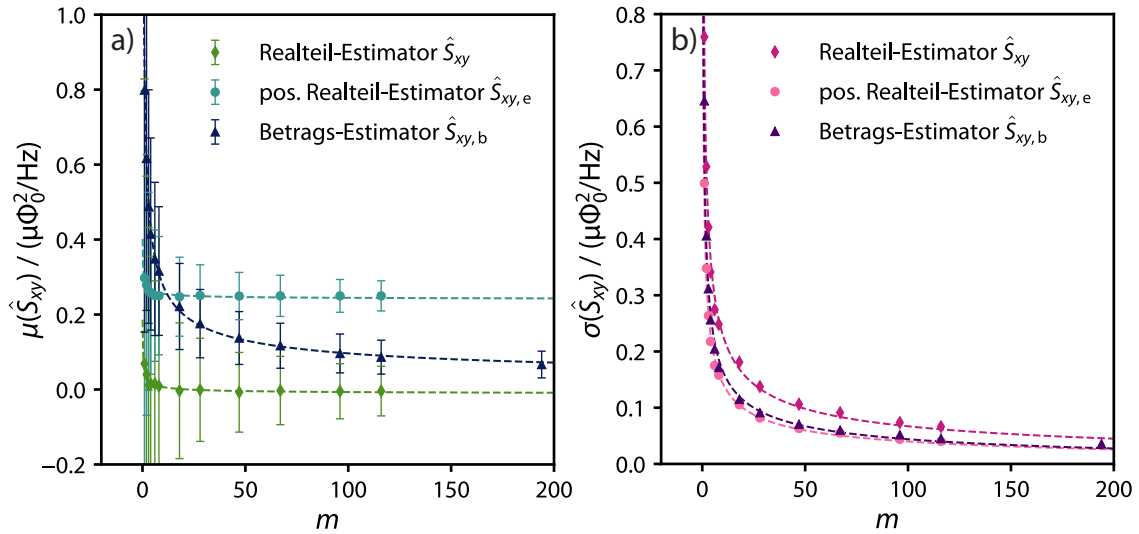


Abbildung 4.15: Vergleich der Abhängigkeit a) des Mittelwerts $\mu(\hat{S}_{xy})$ und b) Standardabweichung $\sigma(\hat{S}_{xy})$ des Kreuzkorrelationsspektrums zweier unabhängiger zufallsgenerierter künstlicher Zeitsignale von der Anzahl an Mittelungen m . Dargestellt sind die Ergebnisse bei der Verwendung dreier verschiedener Estimatoren, die im Text näher beschrieben sind.

Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte legen nahe, dass die innerhalb dieser Arbeit entwickelten Auswertalgorithmen im nachprüfbareren Rahmen die korrekten Ergebnisse liefern. Außerdem wurde festgestellt, dass auch bei der Korrelationsmethode auf eine ausreichend große Anzahl m an Mittelungen geachtet werden muss.

4.3.6 Vergleich verschiedener Auswertungsstrategien

In diesem Abschnitt soll die Wahl der Auswertungsstrategie der Kreuzkorrelationsspektren, die in Abschnitt 4.3.4 eingeführt wurde, begründet werden. Typischerweise verwenden kommerzielle Spektrum-Analysatoren zur Darstellung der komplexen Datenpunkte eines Leistungsdichte-Spektrums den sogenannten Absolutwert- oder Betrags estimator

$$\hat{S}_{xy,b} = |\langle S_{xy}(f) \rangle_m| \quad , \quad (4.23)$$

um einen doppelt-logarithmisch darstellbaren, reellen Datensatz zu generieren. Dieser Estimator führt jedoch bei Spektren mit negativen Datenpunkten, wie sie etwa bei der Berechnung eines Kreuzkorrelationsspektrums auftreten, zu fehlerhaften Ergebnissen beziehungsweise Darstellungen, da der Mittelwert durch die Betragsbildung zu positiven Werten hin verschoben wird. Damit sich in diesem Fall der gemessene Wert dem wahren Wert annähert, muss die Anzahl m an Mittelungen sehr groß sein. Außerdem enthält der Betrags estimator den Imaginärteil der Kreuzkorrelation, der

ausschließlich Rauschen der Verstärkerkanäle enthält, jedoch keine Information über den eigentlichen Prüfling. Eine für die Analyse von Kreuzspektren deutlich besser geeignete Alternative bilden solche Estimatoren, die auf dem Realteil der Kreuzkorrelation aufbauen. In [Rub10] fällt die Wahl auf den Estimator

$$\hat{S}_{xy,e} = \langle \max(\Re[S_{xy}(f)], 0_+) \rangle_m \quad , \quad (4.24)$$

da die Positiv-Verschiebung von allen positiv-verschiebenden Estimatoren meist die geringste ist. Zur Berechnung des Estimators werden zunächst die negativen Werte im Realteil des Kreuzkorrelationsspektrums durch die kleinstmöglich darstellbare positive Float-Zahl 0_+ ersetzt, bevor die Mittelung stattfindet. Auch bei diesem Estimator wird der Mittelwert zu positiven Werten hin verschoben, sofern der ursprüngliche Datensatz negative Werte enthält. Jedoch ist die Verschiebung deutlich geringer ausgeprägt als bei Estimatoren, die die simple Löschung der negativen Datenpunkte vorsehen. Um einen Vergleich der hier beschriebenen alternativen Estimatoren mit dem in dieser Arbeit verwendeten und durch Gleichung (4.15) definierten Realteil-estimator anzustellen, wurden zwei wie in Abschnitt 4.3.5 beschrieben zufallsgenerierte Datensätze ohne korrelierten Anteil ausgewertet. Die künstlich generierten komplett unabhängigen Zeitverläufe wurden jeweils spektral analysiert und mittels des Absolutwert-estimators nach Gleichung (4.23), des positiven Realteil-estimators nach Gleichung (4.24) und mittels des durch Gleichung (4.15) gegebenen Realteil-estimators kreuzkorreliert. In Abbildung 4.15 wird der errechnete Mittelwert und die Standardabweichung der mit den unterschiedlichen Methoden berechneten Kreuzkorrelation in Abhängigkeit von der Anzahl der verwendeten Mittelungen m vergleichend dargestellt. Da die verwendeten künstlich generierten Zeitverläufe voneinander unabhängig sind, ist der zu erwartende Mittelwert $S_{xy} = 0$, was nur vom Realteilestimator (4.15) korrekt dargestellt wird. Der Estimator (4.24) konvergiert schneller als der Betragsestimator gegen seinen Grenzwert, wobei dieser in dem speziellen Fall des verschwindenden Erwartungswertes sogar oberhalb des Grenzwertes des Betragsestimators liegt. Der beschriebene Effekt ist umso größer, je mehr negative Datenpunkte die Kreuzkorrelation ursprünglich enthält. Daher ist zu erwarten, dass die Unterschiede zwischen den verschiedenen Estimatoren für einen realen Datensatz mit Rauschen des Prüflings geringer ausfallen als bei dem hier gegebenen Beispiel.

4.3.7 Abschätzung der erreichbaren Rauschunterdrückung

Abschließend soll in diesem Abschnitt eine Abschätzung der durch die Kreuzkorrelationsmethode erreichten Unterdrückung des Rauschens der im Experiment zur Auslesung des Signals des Prüflings verwendeten dc-SQUID-Arrays sowie der Raumtemperaturelektronik gemacht werden. Aufgrund der verwendeten Methode sollte diese

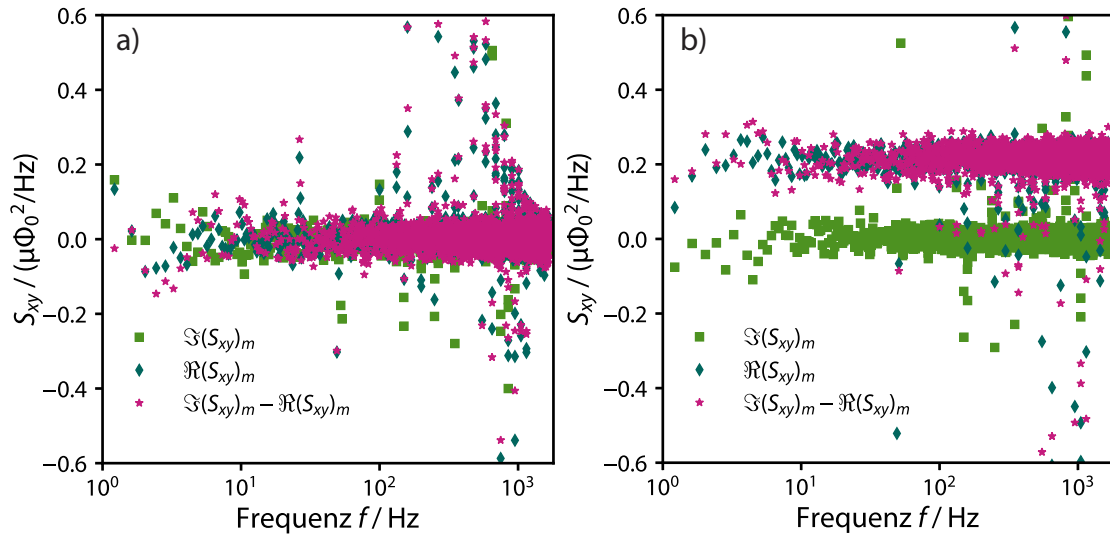


Abbildung 4.16: Imaginärteil $\Im(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$, Realteil $\Re(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$ und Differenz $\Im(\langle S_{xy}(f) \rangle_m) - \Re(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$ von Real- und Imaginärteil a) eines Kreuzkorrelationspektrums zweier unabhängiger SQUID-Arrays und b) eines Kreuzkorrelationspektrums zweier SQUID-Arrays, in deren Einkoppelpulen das Nyquist-Rauschen eines Widerstandes R_G kohärent einkoppelt. Die Anzahl der Mittelungen beträgt in beiden Fällen $m = 1464$.

lediglich durch Übersprechen der beiden Auslesekanäle, das in den unterschiedlichen Abschnitten des experimentellen Aufbaus stattfinden könnte, beeinträchtigt sein oder durchs die endliche Auflösung der Signalwandler. So können die Signale der beiden unabhängigen Verstärker über den Eingangskreis, in dem der Prüfling montiert ist, gekoppelt sein. Die Kopplung könnte weiterhin auf dem Substrat, das beide Verstärker beherbergt, sowie über die Messleitungen, den Analog-zu-Digital-Wandler und die Antialiasing-Filter stattfinden. In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits gezeigt, dass der hochfrequente weiße Teil des Kreuzkorrelationspektrums zweier unkorrelierter SQUID-Arrays erwartungsgemäß einen verschwindenden Mittelwert ergibt. Nach Gleichung (4.14) enthält der Imaginärteil $\Im(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$ des kreuzkorrelierten Spektrums ausschließlich die Hälfte des Verstärker-Rauschens, wohingegen der Realteil $\Re(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$ die andere Hälfte des Verstärker-Rauschens sowie das komplette Signal-Rauschen enthält. Daher sollte der Imaginärteil des Kreuzspektrums für eine ausreichend große Anzahl an Mittelungen m verschwinden. Der Realteil hingegen nähert sich in dem Fall dem reinen Rauschen der korrelierten Anteile des Signals an. Indem der Imaginärteil der Kreuzkorrelation zusammen mit dem Realteil, welcher das gewünschte Messsignal enthält, aufgetragen wird, gelangt man zu einer Abschätzung der Unterdrückung des parasitären Verstärkerrauschens in Abhängigkeit der jeweiligen Frequenz. Wird die Differenz des Imaginär- und Realteils

im Vergleich mit dem Realteil aufgetragen, muss der Unterschied der beiden Spektren bei ausreichend großer Anzahl an Mittelungen m vernachlässigbar sein. Im vorliegenden Abschnitt soll dies anhand zweier im Unterkapitel 4.3.5 bereits eingeführter Beispiele veranschaulicht werden. Einerseits wurden die gleichzeitig aufgenommenen Zeitsignale zweier unabhängiger SQUID-Arrays kreuzkorreliert ausgewertet und in Abbildung 4.16 a) aufgespalten in Realteil $\Re(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$, Imaginärteil $\Im(\langle S_{xy}(f) \rangle_m)$ und die Differenz der beiden dargestellt. Andererseits wurden die Zeitsignale zweier SQUID-Arrays, deren Einkoppelpulen durch einen Widerstand R_G kurzgeschlossen waren, in gleicher Weise analysiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16 b) gezeigt. Die Anzahl der Mittelungen war in beiden Fällen festgelegt auf $m = 1464$. Um sowohl positive als auch negative Datenpunkte korrekt darzustellen, wurde eine lineare Auftragung der y -Achse gewählt. Wie bereits zuvor diskutiert, wird für zwei unabhängige SQUID-Arrays ein verschwindendes Korrelationsspektrum $S_{xy} = 0$ erwartet. Im Gegensatz dazu wird für ein korreliert in zwei SQUID-Arrays einkoppelndes Signal zwar ein verschwindender Imaginärteil erwartet, jedoch werden in diesem Falle auch ein dem korrelierten Signal entsprechender Realteil sowie eine dazu sehr ähnliche Differenz zwischen Imaginär- und Realteil erwartet. Da der Imaginärteil in Abbildung 4.16 a) und b) für alle Frequenzen gleichmäßig um den Wert 0 streut und sich der Realteil nicht signifikant von der Differenz zwischen Real- und Imaginärteil unterscheidet, kann davon ausgegangen werden, dass die Unterdrückung des Verstärkerrauschens sowie die verwendete Anzahl an Mittelungen ausreichend ist.

4.4 Experimenteller Aufbau

Die in der vorliegenden Arbeit diskutierten Daten zum niederfrequenten Flussrauschen von dc-SQUIDs wurde in insgesamt drei verschiedenen Kryostaten und unter Zuhilfenahme sich stetig weiterentwickelnder experimenteller Aufbauten gemessen. Der verwendete Aufbau kann hierbei grob in eine erste und eine zweite Generation eingeteilt werden, welche beide in diesem Abschnitt beschrieben werden. Die zwei gegen Ende der experimentellen Arbeit verwendeten Kryostaten sind, was die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente betrifft, baugleich, weswegen sie weiter unten nicht mehr unterschieden werden.

Der Kryostat, der zu Beginn der experimentellen Arbeit ausschließlich verwendet wurde, ist ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat [Ens05, Pob92] der Firma Oxford Instruments⁷ dessen Vorkühlstufe auf der Verwendung flüssigen ^4He basiert. Die Basistemperatur dieses Kryostaten beträgt $T < 20$ mK. Die Temperatur auf der Experi-

⁷ehemals: Oxford Instruments Cryomagnetic Systems, Osney Mead, Oxford OX2ODX, England, jetzt: Oxford Instruments Nanotechnology Tools Limited, Tubney Woods, Abingdon, Oxon, OX13 5QX, England

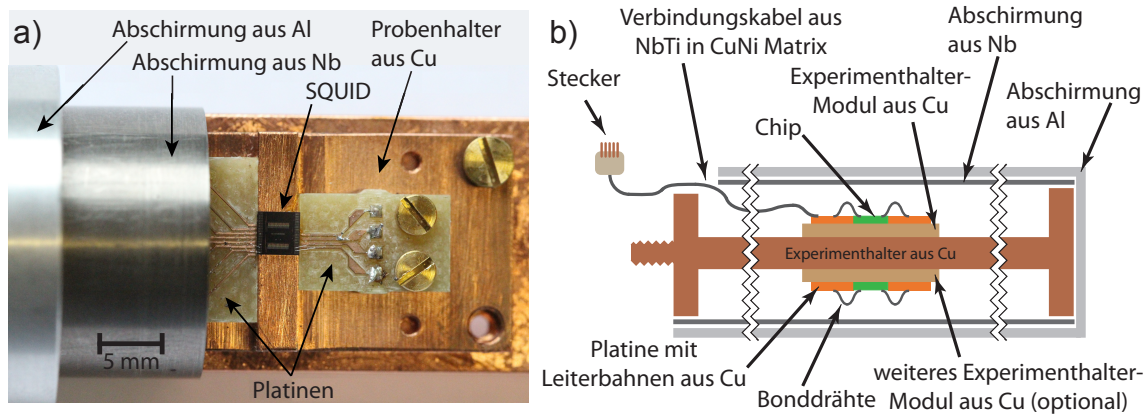


Abbildung 4.17: a) Fotografie des im Rahmen dieser Arbeit konstruierten SQUID-Aufbaus für die im Kryostaten der Firma Oxford Instruments durchgeführten Experimente. b) Schematische Zeichnung desselben Aufbaus im Längsschnitt.

mentierplattform wird über ein Rutheniumoxid-Thermometer bestimmt, das mittels einer Wechselstrom-Widerstandsmessbrücke der Serie SIM921 der Firma Stanford Research Systems⁸ ausgelesen wird. Die Stabilisierung der Temperatur erfolgt mit Hilfe eines PID-Temperaturreglers des Typs LR-130 der Firma Linear Research⁹. Aktuell verfügt der Kryostat über 4 Kabelstränge zum Betrieb eines zweistufigen dc-SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung.

Die Mehrzahl der Experimente wurde in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten des Typs BF-LD250 der Firma BlueFors¹⁰ durchgeführt, der über 36 Kabelstränge zum Betrieb eines zweistufigen SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung verfügt und eine Basistemperatur von $T < 7$ mK erreicht. Die Vorkühlstufe dieses Kryostaten ist durch einen zweistufigen Pulsröhrenkühler realisiert. Die Temperatur der Mischkammer und der Experimentierplattform wurde mit einem auf der Experimentierplattform angeschraubten Rutheniumoxid-Widerstandsthermometer gemessen und über eine Wechselstrom-Widerstandsmessbrücke mit Temperaturregler Model 372 der Firma Lakeshore Cryotronics¹¹ stabilisiert. Die typische Temperaturinstabilität σ_T/T der zwischen $T = 10$ mK und 750 mK ausgewählten Temperaturen betrug bei allen Experimenten weit weniger als 1 %.

Der in Abbildung 4.17 links gezeigte experimentelle Aufbau wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Messung des Flussrauschens von dc-SQUIDs im Kryostaten der Firma Oxford Instruments konstruiert und in den institutseigenen Werkstätten realisiert.

⁸Stanford Research Systems, 1290-D Reamwood Ave., Sunnyvale, California 94089, USA

⁹LINEAR RESEARCH INC., 5231 Cushman Place, Suite 21, San Diego CA, 92110-3910 USA

¹⁰BlueFors Cryogenics Oy, Arinatie 10, 00370 Helsinki, Finnland

¹¹LAKE SHORE CRYOTRONICS, 550 Tressler DR, Westerville, Ohio 43082-7587 USA

Durch seinen vollständig modularen Aufbau sollte gewährleistet sein, dass die verschiedenen Proben schnell und auf einfache Weise ausgetauscht werden können. Die Chips mit den zu charakterisierenden SQUIDs wurden mit Hilfe des Tieftemperatur-Spulenlacks „GE Varnish“¹² auf einen kleinen Experimentträger-Modul aus Cu geklebt und mittels Aluminium-Bondeddrähten elektrisch mit der Leiterplatine verbunden. Diese wiederum wurde über Lötverbindungen mit einem zum Kabelstrang des Kryostaten führenden Verbindungskabel aus NbTi in CuNi-Matrix verbunden. Es können ein oder zwei kleine Experimentträger-Module auf einen Experimentträger aus Cu montiert werden, der wiederum eine zylinderförmige Ausbuchtung mit Außengewinde besitzt, die in den Hauptexperimenthalter aus Cu geschraubt werden kann.

Zum Schutz des Experiments vor dem Einfluss von Fluktuationen externer Magnetfelder verfügt der experimentelle Aufbau über eine supraleitende Abschirmung. Um zu quantifizieren, wie stark die Auswirkungen der trotz Abschirmung übrig bleibenden Magnetfeldschwankungen auf das Experiment sind, wurde der Abschirmfaktor der supraleitenden Abschirmung simuliert sowie die spektrale Leistungsdichte der Fluktuationen der Flussdichte des örtlichen Magnetfelds im Labor bestimmt. Anhand der effektiven Fläche der SQUID-Spulen der charakterisierten SQUIDs, in die ein äußeres Magnetfeld einkoppeln kann, kann der für die in den Kapiteln 6, 7 und 8 gezeigten Messdaten geltende daraus resultierende typische systematische Fehler des magnetischen Flussrauschens berechnet werden.

Der in Abbildung 4.17 gezeigte Experimenthalter verfügt über eine an beiden Enden offene röhrenförmige supraleitende Abschirmung aus Niob, die von einer dickwandigen und einseitig geschlossenen Abschirmung aus Aluminium umgeben ist. Die Abschirmung aus Aluminium wurde aus einem 90 mm langen Al-Zylinder mit einem Radius von 13,5 mm gefertigt, der ein Sackloch mit Radius 10 mm und Länge 87 mm besitzt, das die Kammer zur Beherrbergung der Experimente bildet. In Abbildung 4.18 a) ist eine schematische Zeichnung dieser Abschirmung abgebildet. Der Mittelpunkt der Öffnung liegt bei den Koordinaten $(z, r) = (0, 0)$. Der Ort innerhalb der Abschirmung, an dem der SQUID-Chip angebracht ist, entspricht etwa $(z, r) = (45 \text{ mm}, 2,4 \text{ mm})$. Die Magnetfeldunterdrückung dieser Abschirmung wurde durch eine Simulation bestimmt. Die Abbildungen 4.18 b) und c) zeigen die Ergebnisse einer mit dem Computerprogramm FEMM¹³ erstellten Simulation des räumlichen Verlaufs eines externen Magnetfeldes mit der Flussdichte $B = 1 \text{ T}$, das parallel zur Zylinderachse der idealisierten supraleitenden Abschirmung ausgerichtet ist. Die supraleitenden Eigenschaften der idealisierten Abschirmung wurden hierbei durch eine hohe Leitfähigkeit $\sigma = 10^5 \text{ MS m}^{-1}$ und eine sehr kleine relative magnetische Per-

¹²Teils auch IMI 7031 oder (V)GE 7031 genannt; vertrieben unter anderem von der Firma GVL Cryoengineering Dr. George V. Lecomte GmbH, Aachener Strasse 89, D-52223 Stolberg Germany.

¹³Finite Element Method Magnetism von David Meeker (<http://www.femm.info>)

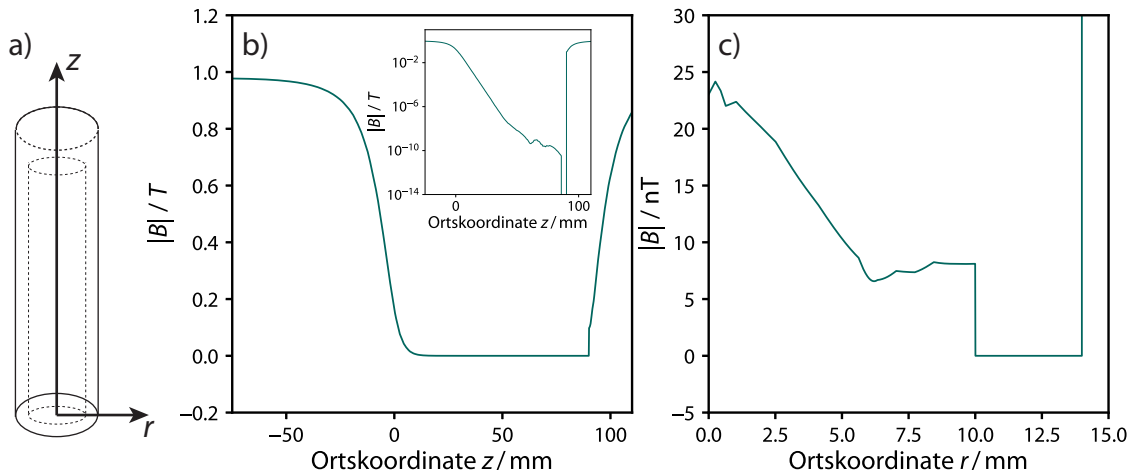


Abbildung 4.18: a) Schematische Zeichnung der supraleitenden Abschirmung des experimentellen Aufbaus, der im Kryostaten der Firma Oxford eingesetzt wurde. Der Mittelpunkt der Öffnung der röhrenförmigen Abschirmung liegt bei den Koordinaten $(z, r) = (0, 0)$. b) und c) Ergebnis der Simulation der räumlichen Magnetfeldverteilung innerhalb der supraleitenden Abschirmung aus Al. In b) Dargestellt ist der Betrag der magnetischen Flussdichte $|B(z, r = 2,4 \text{ mm})|$ entlang der Ortskoordinate z , die der Symmetrieachse der Abschirmung entspricht. Das Inset zeigt dieselben Daten in halblogarithmischer Form. In c) ist der Betrag der magnetischen Flussdichte $|B(r, z = 45 \text{ mm})|$ entlang der radialen Ortskoordinate r aufgetragen.

meabilität $\mu_r = 10^{-6}$ an die theoretischen Bedingungen idealer Leitfähigkeit und idealen Diamagnetismus angenähert. Zusätzlich galt für die Simulation die Randbedingung $A = 0$, die besagt, dass das Vektorpotential \vec{A} an den Grenzen des Supraleiters verschwindet. Dies trägt dem Meissner-Ochsenfeld-Effekt Rechnung. Da das Experiment innerhalb des Halters zentral montiert ist, ist mit einer Magnetfeldunterdrückung von ungefähr 10^{-8} zu rechnen. Angenommen die effektive Fläche der SQUID-Leiterschleife beträgt $18 \mu\text{m}^2$ und die zur Fläche senkrechte Komponente der in unmittelbarer Nähe zum Labor experimentell bestimmten Fluktuationen der Flussdichte des externen magnetischen Feldes beträgt $\sqrt{S_B}(1 \text{ Hz}) \approx 10^{-2} \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$, so ergibt sich eine parasitär durch die externen Magnetfeldfluktuationen innerhalb der Abschirmung erzeugte Schwankung des magnetischen Flusses im SQUID von $S_{\phi_{\text{par}}} = 3 \cdot 10^{-3} \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Um ein besseres Abschirmverhalten bei dem durch die Breite des Probenhalters gegebenen Öffnungsdurchmesser zu erhalten, wäre eine deutlich längere Abschirmung notwendig gewesen. Eine Verlängerung der Abschirmung war jedoch aufgrund des im Kryostaten zur Verfügung stehenden Platzes nicht möglich. Das Verhalten der im Experiment tatsächlich verwendeten Kombination aus offenem Nb-Schild und halbseitig geschlossenem Al-Schild mit den voneinander verschiedenen kritischen Temperaturen $T_{c,\text{Nb}} = 9,25 \text{ K}$ und $T_{c,\text{Al}} = 1,18 \text{ K}$ wird sich von

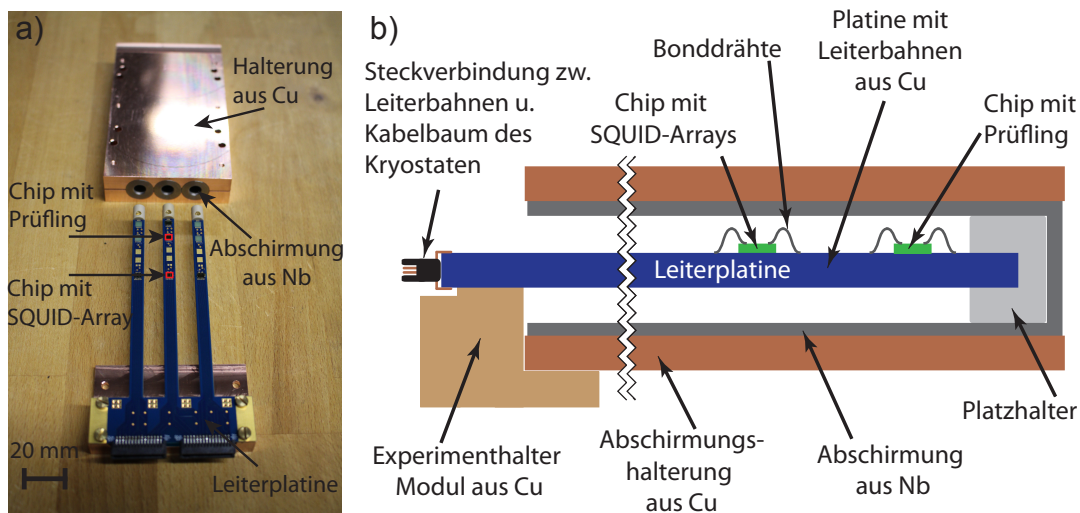


Abbildung 4.19: a) Fotografie des im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Messaufbaus für die Experimente im Kryostat der Firma BlueFors Cryogenics. b) Schematische Zeichnung desselben experimentellen Aufbaus als Schnitt längs einer der röhrenförmigen Abschirmungen.

dem der simulierten Situation unterscheiden. Der eindeutige Vorteil des hier verwendeten Aufbaus zur Abschirmung äußerer magnetischer Einflüsse auf das Experiment gegenüber der ausschließlichen Benutzung des Al-Schildes liegt jedoch darin, dass das Experiment auch oberhalb der kritischen Temperatur von Aluminium bereits magnetisch abgeschirmt wird.

Für die Experimente in den Kryostaten der Firma BlueFors wurde ein neuer Experimenthalter entworfen, der den deutlich größeren Experimentierraum auf der Mischkammer zur Optimierung der magnetischen Abschirmung ausnutzt. Die Chips mit den zur Messung verwendeten SQUIDS wurden hierbei mit dem Spulenlack „GE Varnish“ direkt auf der in Abbildung 4.19 gezeigten Leiterplatine aufgeklebt und mit Aluminium-Bonddrähten elektrisch mit den Leiterbahnen der Platine verbunden. Diese besitzt passende Steckverbindungen, sodass sie direkt mit dem Kabelbaum des Kryostaten verbunden werden kann. Jeder der drei Finger der Platine kann entweder einen Korrelationsaufbau oder zwei flussrückgekoppelte zweistufige SQUID-Aufbauten beherbergen und besitzt einen eigenen supraleitenden Schild aus einer Niobröhre mit einer Wandstärke von 4,4 mm, die am unteren Ende geschlossen ist. Da die Röhren aus Vollmaterial gefertigt wurden, haben sie keine Schweißnähte, die potentielle Schwachstellen bilden könnten. Die Röhren sind 112 mm lang und haben einen Radius von 7,5 mm. Ein Sackloch mit Radius 3,1 mm und Länge 102 mm bildet die Kammer für die Experimente. Abbildung 4.20 a) zeigt eine schematische Zeichnung dieser Abschirmung. Der Mittelpunkt ihrer Öffnung liegt bei den Koordinaten

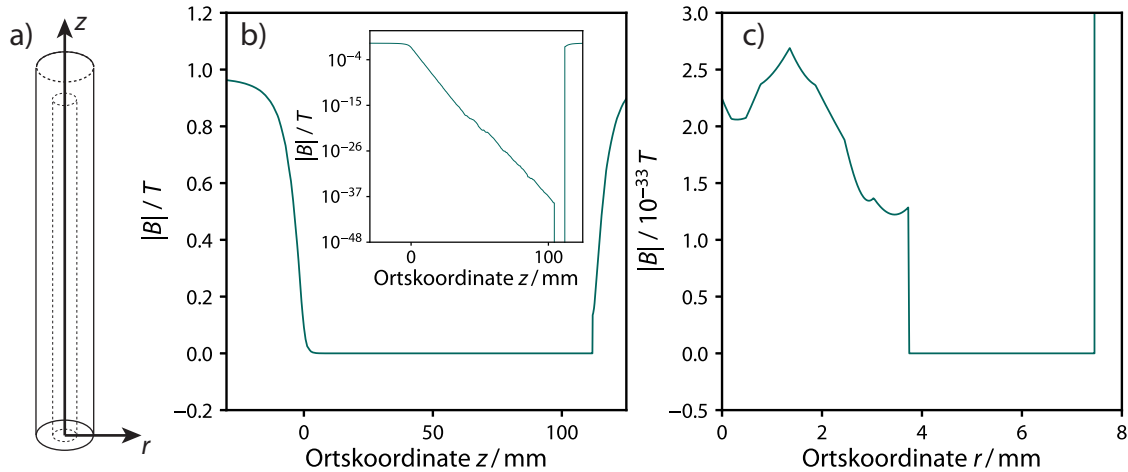


Abbildung 4.20: a) Schematische Zeichnung der supraleitenden Abschirmung des experimentellen Aufbaus, der im Kryostaten der Firma BlueFors verwendet wurde. Der Mittelpunkt der Öffnung der röhrenförmigen Abschirmung liegt bei den Koordinaten $(z, r) = (0, 0)$. b) und c) Ergebnis der Simulation der räumlichen Magnetfeldverteilung innerhalb der supraleitenden Abschirmung aus Nb. In b) Dargestellt ist der Betrag der magnetischen Flussdichte $|B(z, r = 2 \text{ mm})|$ entlang der Ortskoordinate z , die der Symmetrieachse der Abschirmung entspricht. Das Inset zeigt dieselben Daten in halblogarithmischer Form. In c) ist der Betrag der magnetischen Flussdichte $|B(r, z = 97 \text{ mm})|$ entlang der radialen Ortskoordinate r aufgetragen.

$(z, r) = (0, 0)$. Der Ort innerhalb der Abschirmung, an dem der SQUID-Chip mit dem Messobjekt (DUT) angebracht ist, entspricht ungefähr $(z, r) = (97 \text{ mm}, 2 \text{ mm})$.

Der Abschirmfaktor dieser Röhren wurde wieder, wie weiter oben bereits beschrieben, mit Hilfe einer Simulation der Magnetfeldverteilung mit dem Programm FEMM unter der Annahme eines äußeren Magnetfeldes mit der Flussdichte $B = 1 \text{ T}$ entlang der Zylinderachse bestimmt. Um die supraleitenden Eigenschaften des Materials zu simulieren, wurde wieder eine hohe Leitfähigkeit $\sigma = 10^5 \text{ MS m}^{-1}$ sowie eine sehr kleine relative magnetische Permeabilität $\mu_r = 10^{-6}$ angenommen und festgelegt, dass das Vektorpotential \vec{A} an den Grenzen des Supraleiters verschwindet. Für die entwickelte Abschirmung mit der genannten Geometrie wurde auf diese Weise ein Abschirmfaktor von $3,5 \cdot 10^{-35}$ gefunden. Als ergänzende magnetische Abschirmung des neueren Versuchsaufbaus dient ein Schild aus Mu-Metall, das den Vakuumtopf des Kryostaten von innen auskleidet. Innerhalb dieses Schildes wurde das Rauschen des magnetischen Hintergrundfeldes im Labor bei Raumtemperatur mittels eines in der ungefähren Position des Experiments befestigten Fluxgate-Magnetometers des Typs Mag 690-FL100 der Firma Bartington¹⁴ bestimmt. In Abbildung 4.21 a) ist

¹⁴Bartington Instruments Ltd., 10 Thorney Leys Business Park, Witney, OX28 4GE. UK

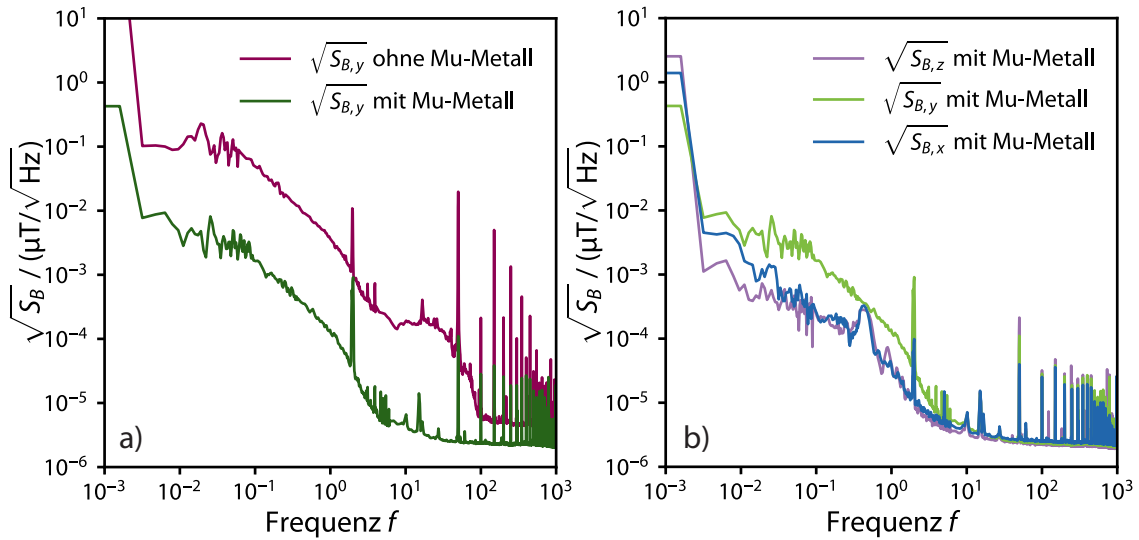


Abbildung 4.21: a) Darstellung der Quadratwurzel der mit einem Fluxgate-Magnetometer gemessenen spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_B}$ der Fluktuationen der magnetischen Flussdichte in vertikaler Richtung in dem Labor, in dem die Kryostaten der Firma BlueFors zum Zeitpunkt des Experiments aufgebaut waren, mit und ohne Mu-Metall-Abschirmung. b) Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_B}$ der Fluktuationen der magnetischen Flussdichte in alle Raumrichtungen innerhalb der Vakuumkammer mit Mu-Metall am Ort des Experiments.

die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte des Rauschens der vertikalen Magnetfeldkomponente mit und ohne Mu-Metall-Schild dargestellt. Die Fluktuationen des Hintergrundmagnetfeldes im Labor sind erwartungsgemäß innerhalb der Abschirmung aus Mu-Metall um mehr als eine Größenordnung unterdrückt. Abbildung 4.21 b) zeigt die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte des Rauschens der magnetischen Flussdichte innerhalb der Vakuumkammer mit Mu-Metall-Abschirmung in drei Raumrichtungen. Durch die Anisotropie des Erdmagnetfeldes und die Geometrie der Mu-Metall-Abschirmung ist die vertikale Komponente des Magnetfeldrauschens stärker ausgeprägt als die beiden horizontalen Komponenten.

Die Fläche, die durch die Leiterschleife der SQUIDs aufgespannt wird, ist in diesem Aufbau senkrecht zur vertikalen Raumrichtung y orientiert, für die die Fluktuationen der magnetischen Flussdichte zu $\sqrt{S_B}(1\text{ Hz}) \approx 10^{-4} \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ bestimmt wurden. Unter Berücksichtigung der effektiven Fläche A_{eff} der SQUIDs, die hier beispielsweise $6 \mu\text{m}^2$ betragen soll, ergibt sich ein durch Einkoppeln des restlichen magnetischen Hintergrundfeldes im Labor erzeugtes parasitäres Flussrauschen von $S_{\phi_{\text{par}}} \approx 0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Die größte effektive Design-Fläche der in dieser Arbeit verwendeten SQUIDs beträgt $6000 \mu\text{m}^2$, was in einem geschätzten magnetischen Fluss-

rauschen von $S_{\phi_{\text{par,w}}} = 290 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ resultieren würde. Da das Hintergrundfeld laut Simulation durch die supraleitenden Abschirmungen um weitere 34 Größenordnungen abgeschwächt wird, sollte der Beitrag des magnetischen Hintergrundfeldes zum gemessenen Flussrauschen dennoch für alle Messungen vernachlässigbar sein.

4.5 Bestimmung der Induktivität der SQUID-Leiterschleife

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Beitrag des niederfrequenten magnetischen Zusatzrauschens zur Energiesensitivität von dc-SQUIDs untersucht. Um deren Eigenschaften aus der Messung der spektralen Leistungsdichte S_ϕ bestimmen zu können, muss die Induktivität der betrachteten SQUIDs bekannt sein. Zur Bestimmung derselben wurden hier zwei unterschiedliche Methoden herangezogen, deren Ergebnisse innerhalb der erreichbaren Genauigkeit übereinstimmen. Experimentell wurde die Induktivität der SQUID-Leiterschleife, analog zu der in [Wel88] beschriebenen Methode bestimmt. Dazu wurde ein Ergebnis aus der Publikation [Tes77] verwendet, im Rahmen derer die dynamischen Eigenschaften eines dc-SQUIDs durch numerische Simulationen untersucht wurden. Im Einzelnen wurde das dc-SQUID darin als supraleitender Ring modelliert, der eine Induktivität besitzt und durch zwei ideale Josephson-Kontakte, die ihrerseits jeweils mittels eines Widerstands kurzgeschlossen sind, unterbrochen wird. Die für dieses Modell geltenden Differentialgleichungen (3.13) bis (3.16) wurden numerisch gelöst. Dabei wurde der funktionale Zusammenhang zwischen der normierten Modulationstiefe $\Delta I_c/(2I_c)$ einer I - U -Kennlinie bei $T = 0$ und dem Abschirmparameter β_L berechnet. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.22 grafisch dargestellt und wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um von der Modulationstiefe der I - U -Kennlinien bei tiefen Temperaturen ($T \approx 20$ mK) auf den Abschirmparameter β_L und somit auf die Induktivität L der SQUID-Schleife zu schließen. Bei endlichen Temperaturen $T \neq 0$ K wird die ideale I - U -Kennlinie von Josephson-Kontakten und dc-SQUIDs bei kleinen Spannungen durch Rauschverrundung stark verändert [Vos81a]. Durch Messung der Kennlinien bei einer sehr niedrigen Kryostat-Temperatur von nur $T = 20$ mK sollte die Rauschverrundung auf ein Minimum reduziert werden. Es muss jedoch beachtet werden, dass die tatsächliche Temperatur des SQUIDs aufgrund des Hot-Electron-Effects sowie der im SQUID dissipierten Leistung deutlich über der Temperatur der Experimentierplattform liegen kann. Aufgrund der Erfahrungen, die von mir selbst und anderen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe gesammelt wurden, kann die Temperatur der SQUIDs bei der Bestimmung der Induktivität auf unter 100 mK abgeschätzt werden. Der durch Gleichung 3.18 definierte Rauschparameter beträgt für die entsprechenden SQUIDs bei einer Temperatur von $T = 100$ mK zwischen $\Gamma = 10^{-4}$ und 10^{-3} . Die Ungenauigkeit, mit der die normierte Modulationstiefe $\Delta I_c/(2I_c)$ somit aus einer I - U -Kennlinie be-

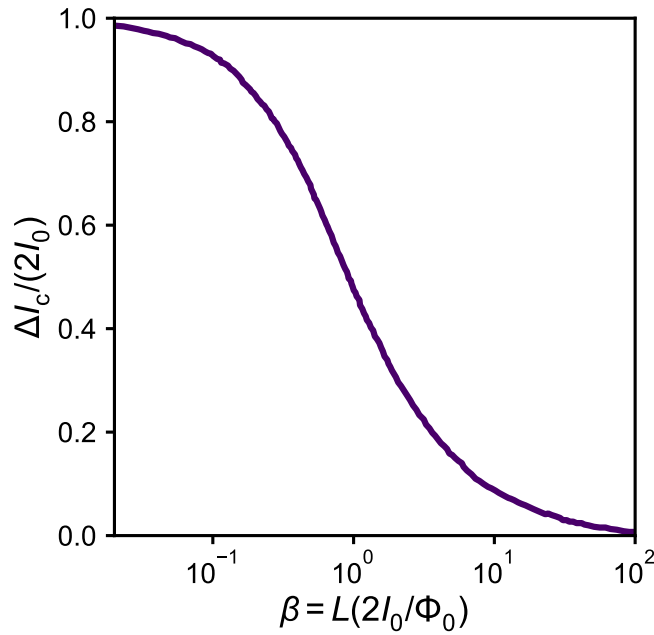


Abbildung 4.22: Für den Grenzfall $T = 0\text{K}$ berechnete normierte Modulationstiefe $\Delta I_c/(2I_c)$ in Abhängigkeit vom Abschirmparameter β_L für ein symmetrisches dc-SQUID, bei dem die kritischen Ströme und Shunt-Widerstände beider Josephson-Kontakte identisch sind. Der Verlauf wurde aus der Publikation [Tes77] entnommen.

stimmt wurde, liegt dann zwischen 2 und 8 %. Die Messabweichung, die aus anderen Faktoren resultiert, wie etwa Ungenauigkeiten der für den Betriebsstrom verwendeten Stromquelle, der endlichen Schrittweite der zur Modulation des magnetischen Flusses im SQUID verwendeten Stromquelle oder der Messgenauigkeit des zur Aufzeichnung der Kennlinien verwendeten Oszilloskops sollte weit unter dem 1 %-Niveau liegen. Daraus ergibt sich eine Ungenauigkeit von $\Delta L = 20\%$ für die Bestimmung der Induktivität der SQUID-Leiterschleife. Des Weiteren ist zu beachten, dass die verwendete Methode nur für ideale I - U -Kennlinien uneingeschränkt korrekte Ergebnisse liefert, insbesondere darf die Kennlinie keine zusätzlichen Strukturen enthalten, die nicht durch die zur Simulation verwendeten Bewegungsgleichungen beschrieben werden [Wel88]. Dies war in der vorliegenden Arbeit nur teilweise gegeben. Außerdem wird die Bestimmung der Induktivität auf die oben genannte Weise durch eine eventuelle produktionsbedingte, unbeabsichtigte Asymmetrie der Induktivität der beiden Spulenarme des SQUIDs oder der kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte beeinflusst. Die Modulationstiefe ΔI_c z.B. wird durch eine Asymmetrie der kritischen Ströme der Josephson-Kontakte des dc-SQUIDs direkt beeinflusst, was aus Abbildung 3.5 ersichtlich wird und im Abschnitt 3.1.1 diskutiert wurde. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wurde beim Entwurf der verwendeten SQUIDs auf eine hohe Symmetrie der Geometrie und einen kleinen Abstand der Josephson-Kontakte geachtet. Aus der Symmetrie der I_c - Φ -Kennlinien und U - Φ -Kennlinien vergleichbarer SQUIDs kann die parasitäre Asymmetrie der SQUID-Parameter auf unter 10 % abgeschätzt werden.

SQUID	Induktivität L_{sim} (pH)	Induktivität L_{exp} (pH)	Abweichung %
2B7 SQ6	41,3	49,0	19
1A1 SQ14	10,5	10,5	0
2A7 SQ14	10,5	9,6	9
1B1 SQ7	212	249	17
3A7 SQ12	19,4	22,7	17
4A1 SQ10	80,8	89	10

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung einiger simulierter Induktivitäten mit den über die I - U -Kennlinie bei tiefen Temperaturen abgeschätzten Induktivitäten derselben SQUIDs mit- samt der prozentualen Abweichung.

Zusätzlich zu dem experimentellen Vorgehen wurde die Induktivität der Leiterschleife für jedes SQUID mittels InductEx [Fou11], einem Simulationsprogramm der Firma SUN Magnetics¹⁵, simuliert. Dieses ermöglicht die Berechnung der Induktivität von supraleitenden integrierten Schaltungen mit mehreren Anschlüssen im dreidimensionalen magnetoquasistatischen Fall und kann somit auch zur Berechnung der Induktivitäten von SQUID-Leiterschleifen herangezogen werden. Die in Tabelle 4.1 gegenübergestellten Induktivitäten, die mittels der beiden oben genannten Methoden abgeschätzt wurden, stimmen innerhalb einer Abweichung von maximal 20 % überein, wobei meist der simulierte Wert niedriger ist als der experimentell gefundene. An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei der Simulation aus technischen Gründen derjenige Teil der SQUID-Leiterschleife ausgespart wurde, der die Josephson-Kontakte auf kürzester Strecke verbindet, wodurch die Spulen mit kleineren Induktivitäten tendentiell stärker beeinflusst sein sollten als diejenigen mit größeren Induktivitäten. Außerdem enthalten die I - U -Kennlinien der Proben 2B7SQ6, 2A7SQ14 und 3A7SQ12 mehr zusätzliche Strukturen als die der restlichen der in Tabelle 4.1 aufgelisteten SQUIDs, welche tendentiell eine bessere Übereinstimmung der simulierten und experimentell bestimmten Induktivitäten zeigen als die der SQUIDs mit viel zusätzlicher Struktur auf der Kennlinie.

4.6 Herstellung der dc-SQUIDs

Im Verlauf dieser Arbeit wurden dc-SQUIDs nach eigenen Entwurfzeichnungen im institutseigenen Reinraum hergestellt. Dazu wurde der in [Kem15] beschriebene Fabrikationsprozess als Grundlage verwendet, der auf einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur basiert und für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten SQUIDs

¹⁵SUN Magnetics (Pty) Ltd, 15 De Beer Street, Stellenbosch, 7600, South Africa

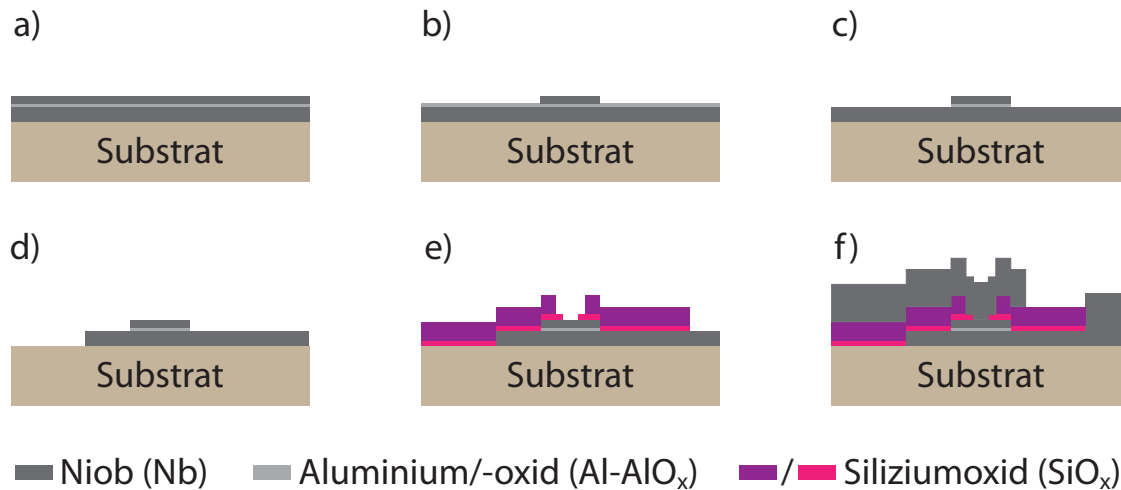


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung der Herstellung von Josephson-Kontakten. Es werden verschiedene Zwischenschritte des Gesamtprozesses gezeigt wie a) nach der Deposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur, b) nach dem Definieren der Deckelektrode, c) nach dem Ätzen der AlO_x-Schicht, d) nach dem Strukturieren und Ätzen der Basiselektrode, e) nach dem Abscheiden und Lift-Off Prozess der beiden Isolationslagen aus SiO_x und f) der fertige Josephson-Kontakt nach der Fertigstellung der Kontaktierungsschicht aus Nb.

angepasst wurde. Derartige Kontakte werden derzeit häufig zur Fertigung von dc-SQUIDs, die bei tiefen Temperaturen betrieben werden, verwendet, da sie qualitativ hochwertig und gut reproduzierbar sind [Cla04]. In Abbildung 4.23 sind die Fabrikationsschritte des verwendeten Prozesses schematisch dargestellt, welche im Folgenden kurz beschrieben werden sollen. Zu Beginn wird ein thermisch oxidiertes Silizium-Substrat mit einem Durchmesser von 3 Zoll mittels Argon-Ionenätzung gereinigt und sodann mit einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur vollflächig beschichtet. Das Abscheiden der Metallschichten und die Oxidation geschehen in-situ in einer UHV-Sputteranlage der Firma DCA Instruments¹⁶, die mit insgesamt sechs über dem Substrathalter hängenden Sputterkanonen ausgerüstet ist und durch die Verwendung einer Kryopumpe einen Enddruck von unter $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht. Die für die Fabrikation der Dreischichtstruktur erforderlichen Materialien Niob (Nb) und Aluminium (Al) werden jeweils dc-Magnetron-gesputtert. Außerdem stehen drei weitere dc-Magnetron-Quellen für Gold-Palladium (AuPd), Gold (Au) und Silber-Erbium (Ag:Er_{400 ppm}) zur Verfügung. Des Weiteren gibt es die Möglichkeit, Siliziumoxid (SiO₂) in einem rf-Magnetron-Prozess zu deponieren. Die Dreischichtstruktur besteht aus einer 250 nm dicken unteren Nb-Lage, gefolgt von einer ca. 18 nm dicken Al-Schicht, die in-situ oxidiert wird. Dazu wird die Al-Schicht zunächst für 5 min

¹⁶DCA Instruments Oy, Vajossuonkatu 8, 20360 Turku

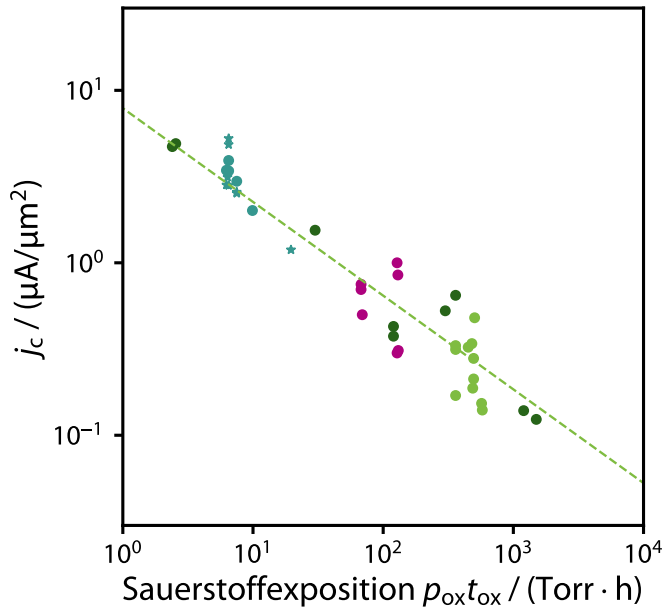


Abbildung 4.24: Kritische Stromdichte j_c aufgetragen gegen die Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$. Datenpunkte, die demselben Projekt zuzuordnen sind, sind jeweils in einer Farbe dargestellt. Die Daten betreffen nur Wafer, deren Dreischichtstruktur im institutseigenen Reinraum hergestellt wurde. Die gestrichelte Linie markiert das Ergebnis einer numerischen Anpassung der Datenpunkte an eine Funktion der Form $j_c(p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}) = j_0 \cdot (p_{\text{ox}}t_{\text{ox}})^\gamma$.

in einer reinen Sauerstoffatmosphäre bei einem Druck von $p_{\text{ox,dyn}} \approx 12$ Torr dynamisch voroxidiert, bevor sie bei einem definierten Druck p_{ox} über einen Zeitraum t_{ox} statisch oxidiert wird. Die kritische Stromdichte j_c ist dabei vom Produkt des Oxidationsdrucks und der Oxidationszeit $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$ abhängig und kann durch den empirisch gefundenen [Kem13] Ausdruck $j_c \propto (p_{\text{ox}}t_{\text{ox}})^{-0.54}$ abgeschätzt werden. In Abbildung 4.24 ist die kritische Stromdichte einiger im institutseigenen Reinraum hergestellter Dreischichtstrukturen gegen die verwendete Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$ aufgetragen. Die gestrichelte Linie stellt das Ergebnis einer numerischen Anpassung der Datenpunkte an eine Funktion der Form $j_c(p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}) = j_0 \cdot (p_{\text{ox}}t_{\text{ox}})^\gamma$ dar. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass die kritische Stromdichte aus diesem Prozess bei gleicher Sauerstoffexposition um bis zu einem Faktor 2 schwanken kann. Um den vom Design geforderten kritischen Strom eines Josephson-Kontakts sinnvoll anzupeilen, wurde zunächst die kleinste zuverlässig herstellbare Fläche eines Kontakts gewählt und damit die kritische Stromdichte $j_c = I_c/A$ berechnet. Somit ist sichergestellt, dass die parasitäre Kapazität des Kontakts und die Wahrscheinlichkeit zum Auftreten von Pinholes und Unebenheiten in der Dreischicht minimiert werden. Bei mehreren Designs auf einem Substrat orientiert sich die kritische Stromdichte an den Josephson-Kontakten mit dem kleinsten Zielwert des kritischen Stroms. Der kritische Strom aller weiteren Kontakte kann dann über die Fläche der Kontakte angepasst werden. Typischerweise wurde im Zuge dieser Arbeit eine Sauerstoffexposition von $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}} \approx 495$ Torr · h verwendet, um eine kritische Stromdichte von 26 A/cm^2 zu erreichen. Nachdem die Oxidation abgeschlossen ist, wird die Fläche mit einer 125 nm dicken Nb-Schicht abgedeckt. Dieser Zustand ist in Abbildung 4.23 a) dargestellt. Die beiden Nb-Schichten werden standardmäßig bei einem Argon-Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}} = 2 \text{ mTorr}$ und

einer Sputter-Leistung von $P = 400$ W gesputtert, wohingegen die Al-Schicht bei einem Argon-Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}} = 10$ mTorr und einer Sputter-Leistung von $P = 200$ W gesputtert wird. Dies resultiert in Depositionsraten von $\dot{d}_{\text{Nb}} = 0,71$ nm/s und $\dot{d}_{\text{Al}} = 0,32$ nm/s. Nach dem Abscheiden der Dreischicht wird zunächst die Deckelektrode der Josephson-Kontakte, deren Fläche die Größe des Kontakts bestimmt, mittels UV-Fotolithografie mit Positivlack strukturiert. Die nicht mit Lack bedeckten Flächen werden durch selektives (ICP-RIE)-Trockenätzen in einer SF_6 -Atmosphäre bei einer rf-Leistung von 50 W und einer ICP-Leistung von 100 W mit einer Ätzrate von ungefähr 1 nm/s entfernt. Dabei wird optische Emmissionsspektroskopie zur Endpunktdetektion verwendet. Die dadurch geformte Deckelektrode und die freiliegende Al-Schicht, die als Ätzstopp dient, sind in Abbildung 4.23 b) dargestellt. Nach dem nasschemischen Ätzen der Al-Schicht (Abbildung 4.23 c)), wobei die Deckelektrode als Ätzmaske dient, wird die Basiselektrode analog zur Deckelektrode strukturiert und geätzt, sodass sich die in Abbildung 4.23 d) dargestellte Situation ergibt. In allen nachfolgenden Prozessschritten wird vor dem Abscheiden der Schichten jeweils ein Reinigungsschritt mittels eines Argon-Plasmas durchgeführt. Die Isolationsschicht aus SiO_x wird in zwei Stufen mit einer Gesamtdicke von ungefähr 325 nm aufgebracht und jeweils mit der Lift-Off-Methode strukturiert, um die in Abbildung 4.23 e) angedeutete treppenartige Struktur zu erhalten. Hierbei wird zur fotolithografischen Strukturierung jeweils ein Negativlack verwendet, um ein sauberes Lift-Off-Ergebnis zu erzielen. Die kleinste zuverlässig herstellbare Fenstergröße beträgt hier $2\ \mu\text{m} \cdot 2\ \mu\text{m}$. Mit der internen Design-Regel, dass sich die isolierende treppenartige SiO_2 -Schicht und die darunter liegenden zu isolierenden Strukturen der Deckelektrode nach Möglichkeit um $1\ \mu\text{m}$ überlappen müssen, resultiert daraus eine untere Grenze für die Fläche der Josephson-Kontakte von $4\ \mu\text{m} \cdot 4\ \mu\text{m}$. Beide Isolations-Schichten werden von einem stöchiometrischen SiO_2 -Sputtertarget in einer Atmosphäre aus Argon und Sauerstoff rf-gesputtert. Hierzu steht neben einer Sputteranlage der Firma DCA Instruments auch eine zweite Sputteranlage der Firma Alcatel¹⁷ zur Verfügung, in welcher das Material von der unten liegenden Kanone nach oben auf das am Substathalter hängend angebrachte Substrat deponiert wird. Diese erreicht durch den Einsatz einer Öldiffusionspumpe mit einer durch flüssigen Stickstoff gekühlten Schalendampfsperre einen Basisdruck von unter $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Beim Sputterprozess in der Anlage der Firma DCA besteht das Prozessgas zu 40 % aus Argon und 60 % aus Sauerstoff. Die Leistung beträgt hier $P = 250$ W. Im Gegensatz dazu wird das SiO_2 in der Sputteranlage der Firma Alcatel in einer Atmosphäre aus 60 % Argon und 40 % Sauerstoff bei einer Leistung von $P = 300$ W gesputtert. Zur Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten SQUIDs wurde sowohl SiO_2 aus der einen als auch aus der anderen Sputteranlage verwendet, wobei nie SiO_2

¹⁷CIT Alcatel, Departement Industries, Division Technoogie du Vide, Etablissement d'Annecy, Boite Postale 2069, 98 avenue de Brogny, 74009 Annecy

aus beiden Anlagen auf ein und demselben Substrat deponiert wurde. Dies diente zum Teil auch dazu, zu untersuchen, ob die Wahl der Sputteranlage und die Qualität der SiO_x -Schichten einen Einfluss auf das niederfrequente Flussrauschen der dc-SQUIDs hat. Hierzu wird in Kapitel 7 Näheres erläutert. Die Shunt-Widerstände, die als resistive Elemente parallel zu den Josephson-Kontakten geschaltet hysteretisches Verhalten derselben verhindern, werden aus einer gesputterten 160 nm dicken AuPd-Schicht hergestellt und auch mittels eines Lift-Off-Prozesses mit Negativlack strukturiert. Der Sputterdruck beträgt hierbei $p_{\text{Ar}} = 10 \text{ mTorr}$ und die Sputterleistung $P = 100 \text{ W}$, was eine Depositionsrate von $\dot{d}_{\text{AuPd}} = 0,86 \text{ nm/s}$ nach sich zieht. Der Flächenwiderstand dieser AuPd-Schicht beträgt ungefähr $1,2 \Omega/\square$. Zwei wenige nm dünne Nb-Schichten jeweils unter- und oberhalb der AuPd-Schicht dienen als Haftvermittler und Schutzschicht für den Reinigungsprozess vor der Deposition der letzten Nb-Schicht, die zur Kontaktierung aller Strukturen dient und 600 nm dick ist. Diese wird analog zur vorherigen Schicht standardmäßig mit Negativlack in einem Lift-Off-Prozess strukturiert und mit den gleichen Sputterparametern wie die Nb-Schichten in der initialen Dreischicht aufgebracht.

5. Vergleichende Analyse des Exzessrauschens verschiedenster supraleitender Quantenbauteile

Niederfrequentes Zusatzflussrauschen stört die Leistungsfähigkeit von supraleitenden Quantenbauteilen wie SQUIDs und Qubits erheblich. Seit seiner erstmaligen experimentellen Beobachtung [Koc83, Wel87] ist die Ursache für das in Abschnitt 3.2.2 eingeführte niederfrequente Exzessflussrauschen trotz intensiver Forschung bis heute unbekannt geblieben. Gleichwohl sind seither einige Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens entdeckt worden, welche eventuell Hinweise auf seinen Ursprung und Möglichkeiten zu seiner Vermeidung enthalten. Verschiedenen experimentellen Ergebnissen [Sen08, Blu09] und Modellrechnungen [Koc07b, dS07, Lan14] zufolge könnte das Exzessrauschen durch die zufällige Umkehr von miteinander interagierenden Spins auf Oberflächen mit der Anzahlflächendichte $\sigma \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$ verursacht werden. Über die Art der Spins und deren genaue Eigenschaften existieren zahlreiche Veröffentlichungen, die in Abschnitt 2.1.2 ohne Anspruch auf Vollständigkeit diskutiert wurden. Üblicherweise wird der spektrale Verlauf des Exzessrauschens

$$S_{\Phi,1/f}(f) = \frac{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})}{f^\alpha} \quad (5.1)$$

durch eine Amplitude $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ bei einer festgelegten Ablesefrequenz $f_r = 1 \text{ Hz}$ und einen zumeist frequenzunabhängigen Rauschexponenten α beschrieben. In der Vergangenheit wurde hinsichtlich der Amplitude $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und des Exponenten α des niederfrequenten Exzessrauschens weder eine systematische Material- oder Geometrieabhängigkeit gefunden, noch konnte ein Zusammenhang zu unterschiedlichen Bauteilarten wie einzelnen SQUIDs oder N -SQUID-Arrays festgestellt werden [Koc83, Wel87]. Nachdem es bereits in [Dru11] Hinweise darauf gab, dass der Exponent α temperaturabhängig sein könnte und mit abfallenden Temperaturen ansteigt, wurde durch Anton [Ant13] eine wichtige Entdeckung gemacht. Es konnte gezeigt werden, dass sich die niederfrequenten Anteile bei unterschiedlichen Temperaturen gemessener Rauschspektren von dc-SQUIDs häufig in einem Punkt schneiden. Die Frequenz, bei der sich der Kreuzungspunkt befindet, wird Pivoting-Frequenz f_p genannt und wurde in Abschnitt 3.2.2 diskutiert. Die Korrelation zwischen der Amplitude des Rauschens

$$S_{\Phi,1/f}(f_r) = S_{\Phi,1/f}(f_p) \left(\frac{f_p}{f_r} \right)^\alpha \quad (5.2)$$

und dem Exponenten α wird ausgedrückt durch die Koordinaten $(f_p, S_{\Phi,1/f}(f_p))$ des Schnittpunktes der verschiedenen Spektren. In einer halblogarithmischen Auftragung des Logarithmus der Amplitude $\log(S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz}))$ in Abhängigkeit des Exponenten

α entspricht f_p der Steigung der durch Gleichung (5.2) repräsentierten Geraden und $S_{\phi,1/f}(f_p)$ dem y -Achsenabschnitt. Eine genaue Kenntnis des Entstehungsmechanismus des Exzessrauschens und der Gesetzmäßigkeiten, nach denen sich der Exponent α verhält, könnte es ermöglichen, durch die gezielte Manipulation des Exponenten längere Kohärenzzeiten in Qubits zu erzielen und leistungsoptimierte dc-SQUIDs herzustellen. Daher ist es von grundlegender Bedeutung, die Eigenschaften von Exzessrauschen in supraleitenden Quantenbauteilen hinsichtlich seiner genauen Frequenz- und Temperaturabhängigkeit weiter zu erforschen.

In diesem Kapitel wird in Analogie zu [Kem16] hinsichtlich des niederfrequenten Zusatz-Flussrauschens sowohl die spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(f)$ als auch die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f)$ verschiedener supraleitender Quantenbauteile im Temperaturbereich $T < 1$ K betrachtet. Neben den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektren wurde eine große Menge an Daten aus der Literatur in die Analyse mit einbezogen. Es wurden sowohl einzelne SQUIDs als auch N -SQUID-Arrays in der Zusammenstellung der Daten berücksichtigt. In der Kategorie der einzelnen SQUIDs finden sich neben einfachen Geometrien, die ausschließlich zu Forschungszwecken entworfen wurden, auch gebrauchsfertige anwendungsorientierte SQUIDs mit mitunter komplexen geometrischen Strukturen. Während in den bisherigen Arbeiten, wie [Wel87, Ant13], häufig die bei unterschiedlichen Temperaturen gemessenen Datenpunkte desselben Bauteils miteinander verglichen wurden, wurde in unserer Analyse ähnlich zu der Vorgehensweise in [Dru11] auch ein möglicher Zusammenhang zwischen Daten verschiedener Bauteile bei derselben Temperatur festgestellt. Damit hebt sich die vorliegende Analyse weitestgehend von den bisher aus der Literatur bekannten ab. Die Daten werden innerhalb der Analyse hinsichtlich der bei der Fabrikation verwendeten Materialien, der Fabrikationsstätte, sowie der Bauteilart (SQUID oder Qubit) verglichen. Darüber hinaus werden die spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(f)$ und die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f)$ im Sinne ihrer Eignung als aussagekräftige Kennzahl zur Charakterisierung des Exzessrauschens verglichen. In diesem Zusammenhang wird Gleichung (5.2) in ihrer abgewandelten Form

$$\varepsilon_{1/f}(f_r) = \varepsilon_{1/f}(f_p) \left(\frac{f_p}{f_r} \right)^\alpha \quad (5.3)$$

genutzt, um Daten, die in den Einheiten der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit von α aufgetragen sind, zu beschreiben.

5.1 Details über die Herkunft der Daten

Um eine systematische Übersicht der uns bekannten bis zur Erstellung des Artikels [Kem16] veröffentlichten Daten über niederfrequentes Zusatzflussrauschen in

SQUIDs und Qubits zu erlangen, wurden die an unserem Institut an insgesamt 21 verschiedenen SQUIDs gemessenen Werte mit Daten 63 anderer supraleitender Bauteile aus [Dru11, Ant12, Ant13, Wel87, Wel11, Lan14, Bia07, San12] kombiniert. Die Daten wurden hinsichtlich des Bauteiltyps, des verwendeten Materials und der Herkunft vergleichend dargestellt. Die vorliegende Analyse umfasst insgesamt 373 Rauschspektren im Temperaturbereich $T < 1$ K. Die meisten darin mitinbegriffenen N -SQUID-Arrays bestehen aus $N = 14$ oder 16 SQUID-Zellen. Zur Überprüfung einer möglichen Skalierung mit N wurden allerdings auch vereinzelt kleinere SQUID-Arrays mit $N = 2, 4$ oder 8 verwendet. Insgesamt 15 SQUIDs stammen aus dem institutseigenen Reinraum. Die Details der Entwürfe, Herstellung und Charakterisierung sind in [Kem15] und Abschnitt 4.6 dieser Arbeit ausgeführt. Die restlichen 6 der gemessenen SQUIDs wurden von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin hergestellt. Alle verwendeten Messaufbauten und Analysemethoden sind in Kapitel 4 beschrieben. Die numerische Anpassung der Gleichung (3.25) an die Daten ergab im Frequenzbereich zwischen 100 mHz und 100 kHz keine signifikanten funktionalen Abweichungen zu den Datenpunkten. Daher kann angenommen werden, dass der Rauschexponent α hier keine Frequenzabhängigkeit aufweist. Zunächst wurde die Amplitude $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und der Exponent α durch die numerische Anpassung der Gleichung (3.25) an die gemessene spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(f)$ ermittelt. Obwohl es gemeinhin üblich ist, in Untersuchungen hinsichtlich des niederfrequenten Exzessflussrauschens die Amplitude des Rauschspektrums ausschließlich als spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ anzugeben, wurde in der vorliegenden Analyse zusätzlich mittels der Gleichung (3.23) die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz}) = S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})/(2L)$ berechnet. Hierbei stellt L die Induktivität des Bauteils dar. Wie in diesem Kapitel gezeigt werden soll, treten dadurch interessante Korrelationen zutage. Außerdem ist die Verwendung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ von Vorteil, sofern SQUIDs verschiedener Induktivität verglichen werden müssen. Insbesondere bei der Gegenüberstellung von einzelnen SQUIDs und SQUID-Arrays erweist sich die Verwendung von $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ als hilfreich.

5.2 Datenanalyse

In Abbildung 5.1 a) ist die Quadratwurzel der bei verschiedenen Temperaturen an unterschiedlichen einfachen und komplexen einzelnen SQUIDs gemessenen spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})}$ in Abhängigkeit des Exponenten α aufgetragen. Die Darstellung enthält Datensätze aus dieser Arbeit, aus [Kem16, San12, Bia07, Har10, Ant13, Wel88, Lan14] und von der PTB zur Verfügung gestellte Datensätze. Zum Vergleich ist derselbe Datensatz in Teil b) der Abbildung als Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α aufgetragen. Es sind ausschließlich

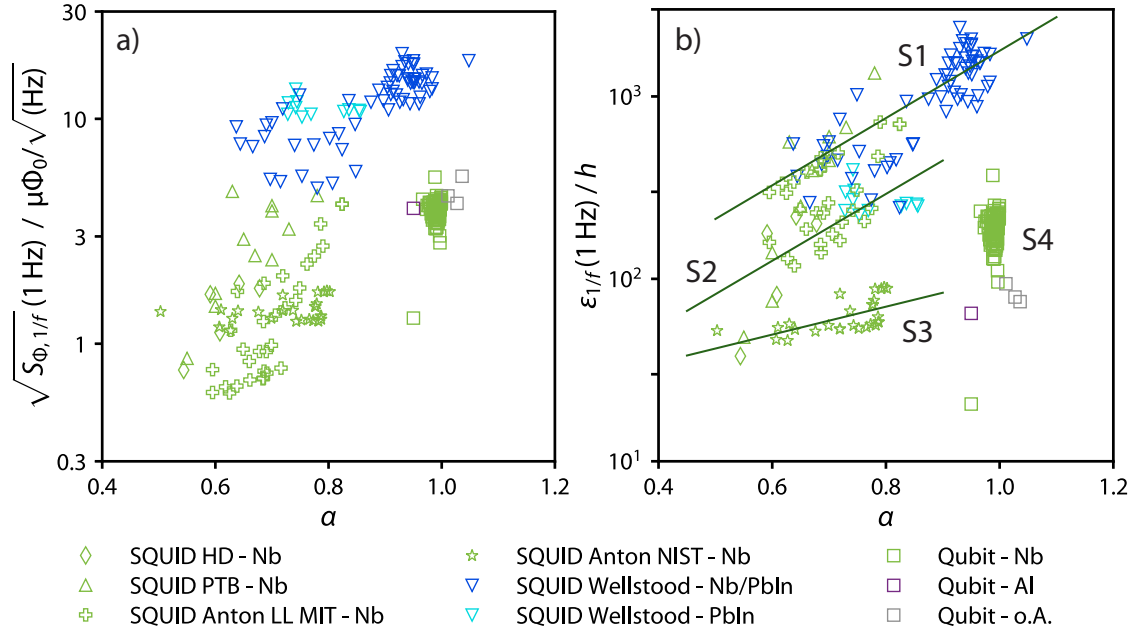


Abbildung 5.1: a) Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})}$ bei einer Frequenz von $f_t = 1\text{ Hz}$ und b) die mit der Induktivität L des jeweiligen Bauteils berechnete Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α einfacher und komplexer einzelner SQUIDs aus dieser Arbeit, [Kem16, San12, Bia07, Har10, Ant13, Wel88, Lan14] und der PTB. Die Daten wurden eingeschränkt auf den Temperaturbereich $T < 1\text{ K}$. SQUIDs, die aus derselben Produktionsstätte stammen, sind durch das gleiche Symbol dargestellt, Qubits als Quadrate. Die Farbe der Datenpunkte symbolisiert das Material, das zur Herstellung der SQUID-Leiterschleife beziehungsweise des Qubits verwendet wurde: Niob (grün), PbIn (hellblau), eine Kombination aus Nb und PbIn (dunkelblau), Al (lila) und unbekanntes Material (grau). Die durchgezogenen Linien in b) stellen eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte einer Gruppe dar und lenken den Blick auf die sich abzeichnenden Gruppen S1 bis S4 der Daten.

Datenpunkte dargestellt, die im Temperaturbereich $T < 1\text{ K}$ liegen. Die aus derselben Produktionsstätte stammenden SQUIDs sind durch das gleiche Symbol dargestellt, während Qubits durch Quadrate symbolisiert werden. Das Material, das zur Herstellung der SQUID-Leiterschleife beziehungsweise des Qubits verwendet wurde, ist durch die Farbe der Symbole gekennzeichnet. Grün steht für Niob, hellblau für PbIn, dunkelblau für eine Kombination aus Nb und PbIn, lila für Al und grau für unbekanntes Material. Obwohl zur Herstellung der auf teils stark unterschiedlichen Entwurfzeichnungen basierenden supraleitenden Quantenbauteile jeweils verschiedene Ausgangsmaterialien und Fertigungseinrichtungen verwendet wurden, scheint ein universelles Verhalten der Daten zutage zu treten, da sie im Rahmen einer gewissen Toleranz quantitativ und qualitativ miteinander übereinstimmen. Es fällt auf, dass

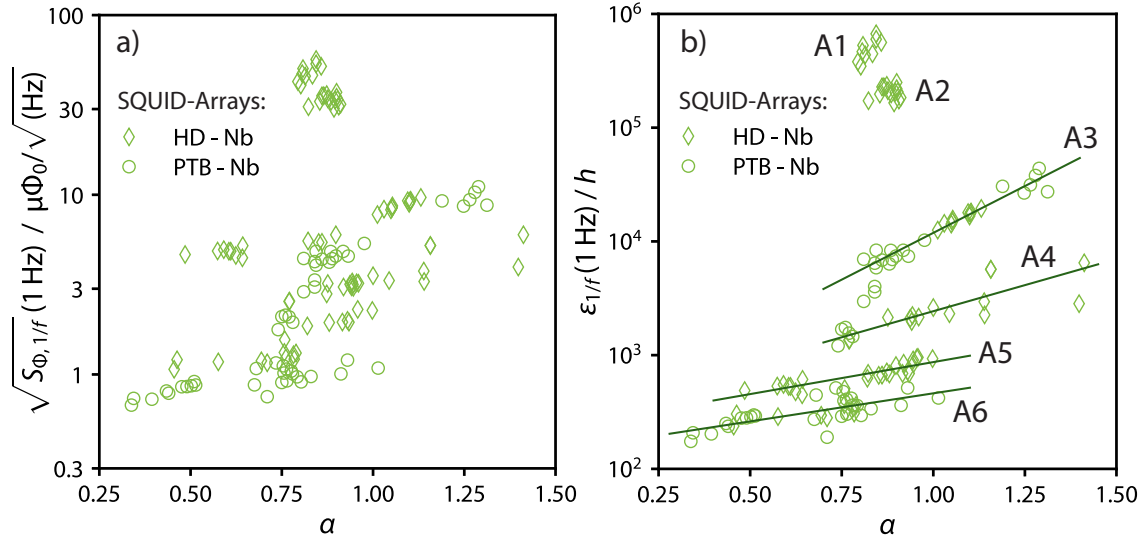


Abbildung 5.2: a) Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})}$ bei einer Frequenz von $f_r = 1 \text{ Hz}$ und b) die mit der Induktivität L des jeweiligen Bauteils berechnete Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α diverser aus Nb gefertigter SQUID-Arrays aus dieser Arbeit und der PTB. Die Daten wurden eingeschränkt auf den Temperaturbereich $T < 1 \text{ K}$. SQUIDs, die aus derselben Produktionsstätte stammen, sind durch das gleiche Symbol gekennzeichnet. Die durchgezogenen Linien markieren eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte einer Gruppe und sollen das Augenmerk auf die Gruppierung der Datenpunkte lenken. Aus praktischen Gründen wurden die Gruppen analog zu der Benennung in [Kem16] mit den Namen A1 bis A6 benannt.

der Exponent α für Fluss- und Phasenqubits stets sehr nahe bei 1 liegt. Außerdem heben sich in beiden Auftragungen die an den Qubits erfassten Daten vom restlichen Datensatz ab, indem sie bei gleichem Exponenten bei deutlich niedrigere Amplituden liegen.

Analog dazu ist in Abbildung 5.2 a) die Quadratwurzel der an diversen aus Nb gefertigten SQUID-Arrays gemessenen spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})}$ bei einer Frequenz von $f_r = 1 \text{ Hz}$ in Abhängigkeit vom Exponenten α aufgetragen. Daneben ist in Teil b) der Abbildung die daraus resultierende Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ abermals in Abhängigkeit vom Exponenten α dargestellt. Die als Diamanten dargestellten Datenpunkte stammen von SQUID-Arrays aus dieser Arbeit, während die als Kreise dargestellten Datenpunkte an von der PTB hergestellten SQUID-Arrays gemessen wurden.

Wird ein Datensatz betrachtet, der von ein und demselben SQUID stammt, tritt in einer Vielzahl der Fälle das von [Ant13] entdeckte Pivoting-Verhalten auf. Darüber

hinaus ist in den beiden Gegenüberstellungen interessanterweise zu beobachten, dass sich auch Datenpunkte verschiedener SQUIDs aus bisher ungeklärten Gründen in der Auftragung von $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ zu gruppieren scheinen. Im Gegensatz dazu erwecken dieselben Datenpunkte in der Auftragung mit $S_\phi(1\text{ Hz})$ einen eher flächig verteilten Eindruck. Die durchgezogenen Linien in Teil b) der Abbildungen stellen jeweils eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte einer Gruppe dar. Die Zuordnung der Daten zu einer bestimmten Linie beziehungsweise Gruppe kommt der Festlegung eines gemeinsamen Schnittpunktes der Spektren mit den Koordinaten $(f_p, \varepsilon_{1/f}(f_p))$ für alle der Gruppe zugehörigen Daten gleich. In [Lan14] wurde ein Modell für das niederfrequente Exzessflussrauschen vorgeschlagen, das das Auftreten von sogenannten crossing bands in einem Frequenzspektrum beinhaltet. Dabei handelt es sich um einen um die Frequenz f_0 ausgedehnten Frequenzbereich, in dem sich die Spektren verschiedener Temperaturen schneiden. Dies würde sich in unserer Analyse womöglich darin widerspiegeln, dass die Gesamtheit der Datenpunkte einer Gruppe dem Verlauf der aus Gleichung (5.3) resultierenden Geraden nicht exakt folgt. Es ist auffällig, dass sich innerhalb einer Gruppe sowohl Daten, die an demselben SQUID bei verschiedenen Temperaturen gemessen wurden, als auch Daten unterschiedlicher Bauteile zusammenfinden. In der Auftragung mit der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ ist dies nicht der Fall. Damit ergibt sich ein Hinweis darauf, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ bei der Untersuchung von niederfrequentem Exzessrauschen an dc-SQUIDs das geeignetere Maß sein könnte. An dieser Stelle kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass sich beim Hinzufügen weiterer Daten neue Gruppen bilden, die Position oder Form bereits bestehender Gruppen verändert wird, oder einige oder alle Gruppen komplett verschwinden beziehungsweise nahtlos ineinander übergehen.

5.2.1 Unterschied zwischen einzelnen SQUIDs und N -SQUID-Arrays

Im Folgenden soll der Unterschied zwischen den in Abbildung 5.1 gezeigten Daten der einzelnen SQUIDs und den in Abbildung 5.2 aufgetragenen Daten der N -SQUID-Arrays kurz diskutiert werden. Der Wertebereich des Exponenten α liegt bei den einzelnen SQUIDs zwischen 0,5 und 1,1, wohingegen sich der α -Wertebereich der an SQUID-Arrays gemessenen Datenpunkte von 0,25 bis 1,5 erstreckt. Betrachtet man bei den einzelnen SQUIDs nur solche aus Nb, so schränkt sich der Bereich weiter ein auf $\alpha = 0,5$ bis 0,82. Damit ist der Rauschexponent α für SQUID-Arrays offenbar deutlich größer als der an einzelnen SQUIDs beobachtete. Die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte bei 1 Hz liegt bei den einzelnen SQUIDs zwischen $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $30 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, während sie für die SQUID-Arrays eher zwischen $0,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $50 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ liegt. Bei den einzelnen SQUIDs aus Nb liegt die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})}$ zwischen $0,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$

und $8\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Dies resultiert bei den einzelnen SQUIDs in einem Wertebereich der Energiesensitivität von $30h$ bis $3 \cdot 10^3 h$. Im Falle der SQUID-Arrays liegen die Energiesensitivitäten eher zwischen $1 \cdot 10^2 h$ und $1 \cdot 10^6 h$ und damit deutlich über den an einzelnen SQUIDs beobachteten Werten. Dies weist darauf hin, dass sich das Verhalten von einzelnen SQUIDs vom Verhalten der SQUID-Arrays hinsichtlich ihres Rauschens unterscheidet. So ist bei ansonsten gleichen Amplituden $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ des niederfrequenten Zusatzrauschens und des weißen Spektrumsanteils $S_{\phi,w}$ die in Abschnitt 3.2 eingeführte Eckfrequenz f_c kleiner, je größer der Exponent α ausfällt. Daher wird angenommen, dass SQUID-Arrays mit großen Exponenten α generellerweise eine niedrigere Eckfrequenz aufweisen als einzelne SQUIDs. Somit sind SQUID-Arrays für Anwendungen im Frequenzbereich unterhalb von 1 Hz bestens geeignet, während die Verwendung einzelner SQUIDs meist ab einer Frequenz von 1 Hz aufwärts vorteilhaft ist. Der Grund für dieses unterschiedliche Verhalten ist nicht bekannt. Wie in Abschnitt 3.3.3 erwähnt, wird meist angenommen, dass das Spannungsrauschen einzelner SQUID-Zellen sich in einem N -SQUID-Array inkohärent addiert. Somit skaliert die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens $S_{U,N}$ proportional zu der Anzahl N an SQUID-Zellen. Dies könnte eine Erklärung für den bei SQUID-Arrays erhöhten Exponenten α sein. Im Vergleich der experimentellen Daten von kurzen N -SQUID-Arrays ($N = 2$ oder 4) mit Daten langer Arrays ($N = 14$ oder 16) wurde jedoch bisher keine Systematik entdeckt, die diese These bekräftigt. Eine weitere mögliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten von einzelnen SQUIDs und SQUID-Arrays ist eine eventuelle Wechselwirkung zwischen den einzelnen SQUID-Zellen, die über hochfrequente Josephson-Ströme vermittelt wird. Weiterhin sind SQUID-Arrays durch ihre meist größere Ausdehnung gegenüber einzelnen SQUIDs und ihrer länglichen Geometrie anfälliger für Störungen durch externe Felder. Die in unseren Experimenten verwendeten SQUID-Arrays waren allerdings durch eine oder mehrere Abschirmungen wie in Abschnitt 4.4 ausgeführt vor Fluktuationen externer Felder geschützt.

In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte einer Gruppe zusammengefasst. Die Pivoting-Frequenz f_p entspricht in einer halblogarithmischen Auftragung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α wie in den Abbildungen 5.1 b) und 5.2 b) gezeigt, der Steigung der eingezeichneten Geraden. Der Schnittpunkt der Geraden mit der y -Achse ist durch $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ gegeben. Überdies enthält die Tabelle die Anzahl der in einer Gruppe zusammengefassten SQUIDs n sowie die Anzahl der gemittelten Spektren m . Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die y -Achsenabschnitte $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ für die Daten von SQUID-Arrays enthaltenden Gruppen A3 bis A6 deutlich über den Werten für $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei den Gruppen S1 bis S3 liegen, welche Daten einzelner SQUIDs enthalten. Dies untermauert die Feststellung, dass die Rauschamplitude bei SQUID-Arrays offenbar größer ist als bei einzelnen SQUIDs. Hinsichtlich der Pivoting-Frequenz f_p

Gruppe	Anzahl SQUIDs n	Anzahl Spektren m	f_p (Hz)	$\varepsilon_{1/f}(f_p)$ (h)
S1	14	70	$68,8 \pm 18,4$	$25,5 \pm 5,7$
S2	15	58	$67,9 \pm 36,7$	$10,0 \pm 3,8$
S3	7	28	$5,8 \pm 2,1$	$17,2 \pm 4,5$
A3	6	30	$44,2 \pm 7,1$	$269,0 \pm 45,2$
A4	6	17	$8,3 \pm 2,7$	$294,8 \pm 89,5$
A5	3	26	$3,7 \pm 0,5$	$237,8 \pm 26,4$
A6	5	37	$3,1 \pm 0,6$	$148,1 \pm 19,4$

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Ergebnisse der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte der jeweiligen Gruppe mit der Pivoting-Frequenz f_p und der Energiesensitivität an der Pivoting-Frequenz $\varepsilon_{1/f}(f_p)$. Außerdem angegeben sind die Anzahl n der SQUIDs und die Anzahl m der gemittelten Spektren einer Gruppe.

kann aus der Tabelle 5.1 keine derart eindeutige Tendenz gelesen werden. Es kann lediglich festgehalten werden, dass die Pivoting-Frequenz f_p bei Daten von SQUID-Arrays häufiger niedrigere Werte annimmt, als es bei Daten von einzelnen SQUIDs der Fall ist. Auch hier ist die Ursache für die Unterschiede unbekannt. Wie in Kapitel 6 noch ausgeführt wird, ist eine Induktivitäts-Abhängigkeit denkbar, die eventuell Einfluss auf die Pivoting-Frequenz f_p oder den y -Achsenabschnitt $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ haben könnte.

5.2.2 Abhängigkeit der Rauscheigenschaften von Material, Produktionsstätte und Bauteilart

Über den Unterschied zwischen einzelnen SQUIDs und SQUID-Arrays hinaus ist aus den Abbildungen 5.1 a) und b) zu erkennen, dass sich mit Daten von SQUIDs gleicher Materialien in beiden Darstellungen Häufungen ergeben. Es scheint so, als zeigten die PbIn enthaltenden dc-SQUIDs ein systematisch erhöhtes Rauschniveau $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ beziehungsweise $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ im Vergleich zu den dc-SQUIDs aus reinem Nb. Der Wertebereich der Rauschexponenten α liegt bei Nb-basierten SQUIDs zwischen 0,5 und 0,82, wohingegen der Wertebereich der SQUIDs aus PbIn von $\alpha = 0,4$ bis 1,05 erstreckt. Weiterhin lassen sich durch Vergleichen der Symbole in Abbildung 5.1 a) und b) hinsichtlich der Produktionsstätte Häufungen erkennen. Dabei überschneiden sich die Wertebereiche, innerhalb derer zu einer bestimmten Produktionsstätte zugehörige Datenpunkte liegen, allerdings teilweise massiv. Wie eingangs bereits erwähnt, heben sich zudem die Daten von Qubits in der Gruppe S4 durch ihre Häufung bei $\alpha = 1$ und ihre vergleichsweise niedrigen Amplituden im Vergleich zu den dc-SQUIDs der Gruppen S1 bis S3 ab. Damit ergibt sich ein klarer Hinweis

auf eine Abhängigkeit der Rauscheigenschaften von der Bauteilart und des verwendeten Materials. Da diese Erkenntnisse unter Umständen genutzt werden könnten, um beim Entwurf neuer experimenteller oder anwendungsorientierter supraleitender Quantenbauteile gezielt Einfluss auf ihre Rauscheigenschaften zu nehmen, gilt es, die genaueren Eigenschaften und Ursachen dieser Abhängigkeiten zu untersuchen. Dazu müssen weitere systematische Rauschmessungen an einer breiten Palette an supraleitenden Quantenbauteilen mit gezielt variierten geometrischen Eigenschaften und Materialien durchgeführt werden. Das Einbeziehen von komplexen geometrischen Strukturen, wie sie in anwendungsorientierten SQUID-Entwürfen bereits häufig genutzt werden, könnte neue bis dato unbekannte Rauscheigenschaften zutage treten lassen.

5.3 Spektrale Leistungsdichte und Energiesensitivität

Eine besondere Aufgabenstellung, die im Rahmen dieser Arbeit sowie innerhalb der Analyse in [Kem16] bearbeitet wurde, ist der Vergleich der Auftragung der Rauschamplitude als spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ mit der Auftragung der Rauschamplitude als Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Es stellt sich die Frage, welche der beiden Größen ein geeigneteres Maß für die Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens darstellt. Dazu wurde in Abschnitt 5.2 dieses Kapitels bereits festgestellt, dass sich in der Auftragung des gesamten Datensatzes in Abbildung 5.1 b) und 5.2 b) Gruppen zu bilden scheinen, sofern die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ anstatt der spektralen Leistungsdichte aufgetragen wird. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich gewisse Merkmale der Datensätze erst zeigen, wenn die entsprechende Art der Auftragung richtig gewählt ist. Dass sich die Datenpunkte eines bestimmten SQUIDs in den Abbildungen 5.1 und 5.2 derart anordnen, dass die durch Gleichung (5.2) beschriebene Korrelation gilt, ist bereits durch die Arbeit [Ant13] belegt. Die darüber hinausgehende Korrelation derselben Art an Daten unterschiedlicher Bauteile soll im Folgenden anhand eines Beispiels demonstriert werden. In Abbildung 5.3 ist das bei verschiedenen Temperaturen $T < 1\text{ K}$ gemessene Rauschen zweier unterschiedlicher 16-SQUID-Arrays einander gegenübergestellt. Die Amplitude wurde in a) als spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ und in b) als Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aufgetragen. Die beiden auf Nb basierenden SQUID-Arrays stammen aus unterschiedlichen Herstellungsstätten. Das mit HDSQ1w3 L13 SQ9 bezeichnete SQUID wurde im Rahmen dieser Arbeit im institutseigenen Reinraum hergestellt, wohingegen das mit PTB C4X16F19 ChA bezeichnete Bauteil von der PTB stammt. Die numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Daten ist jeweils als unterbrochene Linie dargestellt. In Abbildung 5.3 a) zeigen beide Datensätze jeweils das

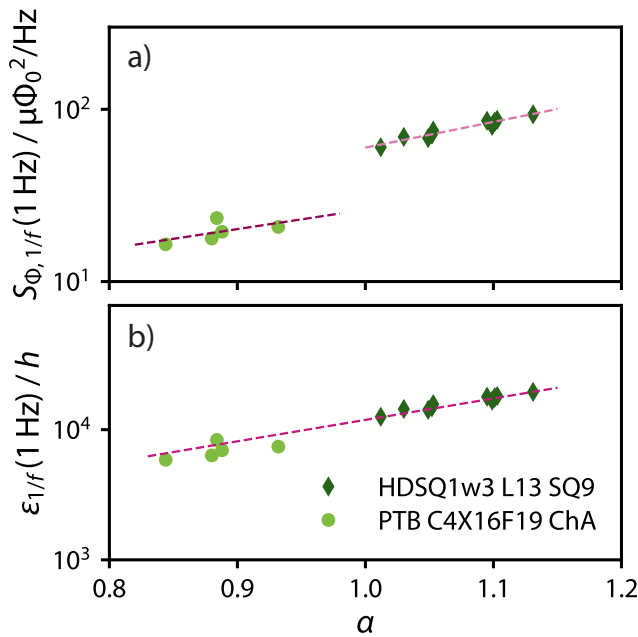


Abbildung 5.3: Rauschen zweier unterschiedlicher 16-SQUID-Arrays in verschiedenen Auftragungen vergleichend gegenübergestellt. In a) Spektrale Leistungsdichte $S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und in b) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α . Die unterbrochenen Linien stellen jeweils eine numerische Anpassung an die Gleichung (5.2) beziehungsweise (5.3) an die Daten dar.

erwartete Pivoting-Verhalten, das nach [Ant13] bei Rauschspektren verschiedener Temperaturen an ein und demselben SQUID beobachtet werden kann. Allerdings stimmen die Amplituden der beiden Datensätze insofern nicht miteinander überein, als dass sie nicht durch dieselbe Gleichung beschrieben werden können. Im Gegensatz dazu schließen die beiden unterschiedlichen Datensätze in Teil b) derselben Abbildung derart aneinander an, dass die Beschreibung durch eine Gerade nach Gleichung (5.3) möglich ist. Es scheint, als ob die Universalität der beiden Datensätze erst mit der Auftragung als Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α in Erscheinung tritt.

Über diese innerhalb der vorliegenden Analyse gemachte Beobachtung hinaus, existieren weitere Hinweise, die die Auftragung von Daten niederfrequenten Zusatzflussrauschens als spektrale Leistungsdichte oder Energiesensitivität betreffen. In [Dru11] wurde zum Vergleich der Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens verschiedener dc-SQUIDs die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_r)$ bei einer festen Auslesefrequenz f_r genutzt. Üblicherweise wird jedoch aktuell, wenn über den niederfrequenten Anteil des magnetischen Flussrauschens in dc-SQUIDs gesprochen wird, die spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens $S_{\Phi,1/f}$ zum Vergleich verschiedener Datensätze genutzt. Dies rührt daher, dass es in der Vergangenheit experimentelle Hinweise dafür gab, dass diese Größe von Geometrie- und Herstellungsparametern des SQUIDs wie beispielsweise der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife oder der Kapazität C der Josephson-Kontakte beinahe unabhängig sei [Koc83, Wel87]. Es ist allerdings bereits seit langem durch Simulationen [Tes77, Ryh89, Can96] bekannt, dass die spektrale Leistungsdichte des weißen Anteils des Flussrauschens eines

dc-SQUIDs $S_{\phi,w} \propto L^2$ abhängig von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist. Einige Versuchsergebnisse legten in der Vergangenheit nahe, dass auch die Amplitude des niederfrequenten Zusatzflussrauschens $S_{\phi,1/f} \propto L$ vielmehr nahezu proportional zu der Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist anstatt unabhängig davon [Wel88, Wel11, San12]. Dies wird von den im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Ergebnissen, welche in Kapitel 6 dargelegt werden, bestätigt. Weitere Versuchsergebnisse aus [Lan09] ergaben, dass die spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz}) \propto l/w$ für die gegebene Geometrie [Har07] proportional zur Länge l und antiproportional zur Breite w der Qubit-Leiterschleife sei. Nach einer aus numerischen Kalkulationen abgeleiteten empirischen Formel aus Kapitel 8 in [Wol17] nimmt die funktionale Abhängigkeit der Induktivität $L(l/w)$ bei festen Werten für l beziehungsweise w im Grenzfall großer Aspektverhältnisse l/w einen annähernd linearen Verlauf an. Daher kann im vorliegenden Fall davon ausgegangen werden, dass hierbei auch $S_{\phi} \propto L$ gilt und dies die Ergebnisse aus [Wel11] und [San12] untermauert. Nach Wu und Yu [Wu12] ist das durch Hyperfeininteraktion zwischen Spins von in harmonischen Potentialen festgehaltenen Elektronen und nahegelegenen Kernen verursachte niederfrequente Flussrauschen $S_{\phi,1/f} \propto L$ proportional zur Induktivität der SQUID-Leiterschleife L . Dies wird in Kapitel 8 nochmals aufgegriffen. Auch in [Yap19] wird der Zusammenhang $S_{\phi} \propto L$ gefunden. Gemeinsam mit den in der vorliegenden Analyse herausgearbeiteten Ergebnissen stellt sich daher die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f} = S_{\phi,1/f}/(2L)$, die in Gleichung 3.23 definiert wurde, gegenüber der spektralen Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens $S_{\phi,1/f}$ als das geeignetere Maß für das Flussrauschen eines dc-SQUIDs dar, da sie fast unabhängig von der Induktivität, also auch von der Größe und Linienbreite eines SQUIDs zu sein scheint.

6. Induktivitätsabhängigkeit des Exzessrauschens von dc-SQUIDs

Bereits in der Vergangenheit wurde die Frage gestellt, ob das niederfrequente Exzessflussrauschen in dc-SQUIDs von geometrieabhängigen Eigenschaften wie etwa der Fläche, Länge und Linienbreite, der Induktivität L und dem Material der SQUID-Leiterschleife, oder von der Kapazität C oder den kritischen Strömen I_0 der Josephson-Kontakte abhängt. Erste Experimente hatten keine derartige Abhängigkeit gezeigt [Koc83, Wel87]. Diese Erkenntnisse wurden kurze Zeit später aufgrund von neuen Messungen revidiert [Wel88, Wel11] mit der Feststellung, dass die spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens $S_{\phi,1/f} \propto L$ proportional zu der Induktivität der SQUID-Leiterschleife zu sein scheint. Auch die in Abschnitt 5.3 präsentierten Ergebnisse legen nahe, dass das niederfrequente Flussrauschen in dc-SQUIDs nicht unabhängig von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist [Lan09, San12, Wu12, Yap19]. Außerdem wurde in diesem Abschnitt die These aufgestellt, dass bei der Untersuchung von niederfrequentem Flussrauschen die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ ein geeigneteres Maß als die spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}$ darstellt. So wurde die Energiesensitivität auch bereits in [Dru11] zum Vergleich der niederfrequenten Rauscheigenschaften unterschiedlicher dc-SQUIDs verwendet. Die beiden obigen Aussagen sollen hier mit einem Experiment auf ihre Richtigkeit hin überprüft werden, in dem die Induktivität der SQUID-Leiterschleife von unterschiedlichen dc-SQUIDs gezielt variiert wird. Das aus diesen SQUIDs resultierende niederfrequente Flussrauschen soll dann auf eine eventuelle Induktivitätsabhängigkeit hin untersucht werden. Im vorliegenden Kapitel werden Konzept und Ergebnisse einer Experimentreihe vorgestellt, bei der insgesamt 12 einfache dc-SQUIDs mit unterschiedlicher Induktivität L der SQUID-Leiterschleife hinsichtlich ihres niederfrequenten Exzessflussrauschens untersucht wurden. Des Weiteren werden die Ergebnisse mit anderen ähnlichen Experimentreihen von [Wel88, Wel11] und [Ant13] verglichen und interpretiert.

6.1 SQUID Design

Für die Untersuchung, ob und wie das niederfrequente Flussrauschen von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife abhängt, wurde ein Chip mit 5 einfachen viereckigen Washer-SQUIDs mit Induktivitäten zwischen $L = 20,5$ pH und 210 pH sowie 11 Parallel-Gradiometern erster Ordnung mit Induktivitäten zwischen $L = 10,5$ pH und 212 pH entworfen. Die SQUID-Leiterschleife besteht in allen Fällen aus einer Nb-

Bahn mit einer Linienbreite von $5\ \mu\text{m}$, um sicherzustellen, dass kein magnetischer Fluss in Form von Vortices innerhalb der Leiterschleife eingefroren werden kann [Cle98, Dan96, Mak98, Sta04, Kui09]. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife wurde für alle SQUIDs durch eine Simulation mit dem Programm InductEx [Fou11] aus der Geometrie der SQUID-Leiterschleife bestimmt. Letztere wurde so lange variiert, bis der gewünschte Wert für die Induktivität erreicht war. Die SQUIDs wurden so konzipiert, dass die Werte des Stewart-McCumber-Parameters und des SQUID-Hystereseparameters $\beta_c < 0,5$ und $\beta_L < 0,9$ betragen, um ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs zu vermeiden. Beide Werte wurden hierbei so gewählt, dass auch bei fabrikationsbedingten Schwankungen des kritischen Stroms der Josephson-Kontakte sowie der Widerstandswerte der Shunt-Widerstände, welche in Abschnitt 4.6 erwähnt wurden, keine Hysterese auftritt.

In Abbildung 6.1 sind einige Entwurfzeichnungen der beschriebenen dc-SQUIDs beispielhaft dargestellt. Beim Entwurf der Geometrie im Einzelnen wurde abgewogen zwischen dem Wunsch, möglichst kleine Änderungen zwischen ansonsten baugleichen SQUIDs verschiedener Induktivitäten zu machen, und der Möglichkeit, verschiedene SQUID-Bauweisen mit nominell sehr ähnlichen Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife vergleichen zu können. Abbildung 6.1 a) zeigt die Entwurfzeichnung eines einfachen Washer-SQUIDs mit quadratischer SQUID-Leiterschleife und einer koplanar ausgeführten Rückkoppelpule. Die Shunt-Widerstände sind jeweils mit einer Kühlfläche ausgestattet, die den Einfluss der dissipierten Wärmeenergie auf die Funktion des SQUIDs vermindern soll. Um das niederfrequente Flussrauschen von SQUIDs mit gleicher Induktivität und unterschiedlichen von der Leiterschleife eingeschlossenen Flächen vergleichen zu können, wurden einzelne, zu dem in Abbildung 6.1 a) gezeigten SQUID bauähnliche SQUIDs entworfen, welche eine rechteckige Leiterschleife besitzen. In Abbildung 6.1 b) ist eines dieser SQUIDs abgebildet. Weiterhin wurden Parallel-Gradiometer erster Ordnung mit als Mikrostreifenleiter ausgeführter Rückkoppelpule entworfen, siehe dazu Abbildung 6.1 c). Diese besitzen aus Platzgründen keine dezidierten Kühlflächen für die Shunt-Widerstände. Um die räumliche Symmetrie des SQUIDs aufrecht zu erhalten, wurden dem Design zwei nicht angeschlossene Attrappen für Shunt-Widerstände hinzugefügt. Überdies wurde ein weiterer SQUID-Typ entworfen, der es ermöglicht, SQUIDs mit kleinen Induktivitäten mit den vorhandenen Fabrikationsprozessen zuverlässig herzustellen. Dieser stellt, wie in Abbildung 6.1 d) dargestellt, auch ein Parallel-Gradiometer erster Ordnung mit einer als Mikrostreifenleitung ausgeführten Rückkoppelpule dar. Die Shunt-Widerstände liegen hierbei direkt auf der SQUID-Leiterschleife. Es wurden jeweils zwei verschiedene SQUID-Entwürfe mit derselben Spulengeometrie angefertigt, die sich in der Dimensionierung der Josephson-Kontakte und der Shunt-Widerstände unterscheiden. Dabei wurde einerseits der kritische Strom ausgehend von der festgelegten Induktivität der SQUID-Leiterschleife und der Randbedingung $\beta_L < 1$ berechnet und die

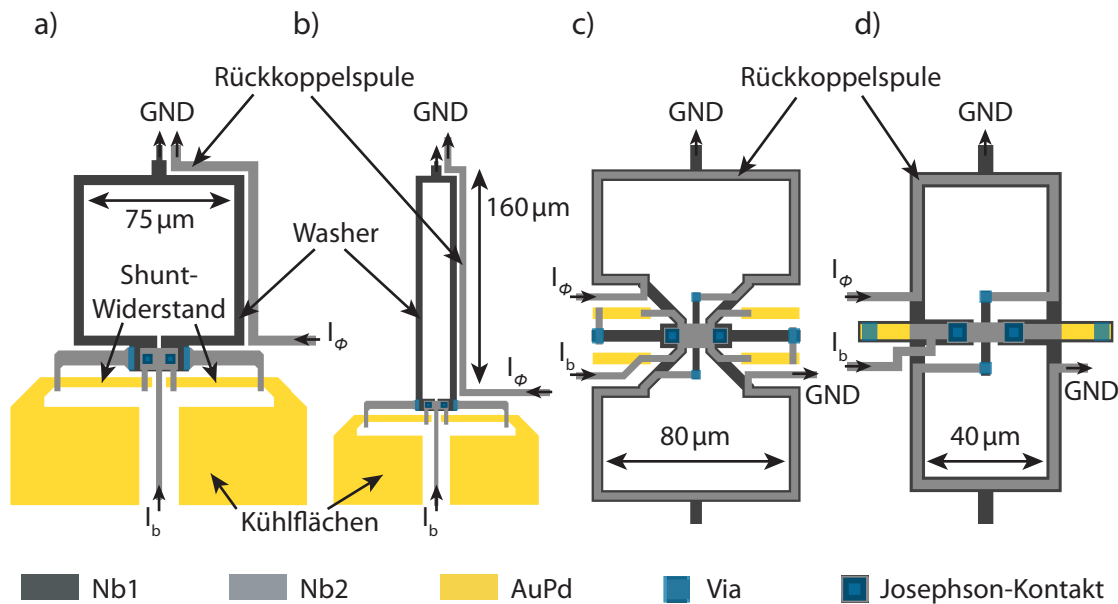


Abbildung 6.1: Entwurfzeichnungen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten dc-SQUIDs zur Untersuchung des Einflusses der Induktivität der SQUID-Leiterschleife auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen. Im Einzelnen wurden a) einfache Washer-SQUIDs mit quadratischer SQUID-Leiterschleife und koplanar ausgeführter Rückkoppelspule, b) einfache Washer-SQUIDs mit rechteckiger SQUID-Leiterschleife und koplanar ausgeführter Rückkoppelspule, c) einfache dc-SQUIDs mit parallelgradiometrischer SQUID-Leiterschleife und als Mikrostreifenleiter ausgeführte Rückkoppelspule und d) einfache dc-SQUIDs mit parallelgradiometrischer SQUID-Leiterschleife mit gegenüber c) leicht abgeänderter Geometrie und direkt auf dem Material der Leiterschleife aufgetragenen Shunt-Widerständen, sowie als Mikrostreifenleiter ausgeführte Rückkoppelspule verwendet.

Kantenlänge l der quadratischen Josephson-Kontakte auf ganz- und halbzahligen Zahlenwerten abgerundet. Darauf aufbauend wurde der Widerstandswert der Shunt-Widerstände unter der Randbedingung $\beta_c < 0,5$ berechnet und die Geometrie der Widerstände mit Hilfe des bekannten Flächenwiderstands unseres Fabrikationsprozesses entworfen. Da bei dieser Vorgehensweise bedingt durch den großen Bereich der Induktivitätswerte Flächen der Josephson-Kontakte von bis zu $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$ entstanden sind, wurden weitere SQUIDs entworfen, die bei gleicher Spulengeometrie ausschließlich Josephson-Kontakte mit den standardmäßig verwendeten Flächen von $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ besitzen. Dies hat zur Folge, dass größenabhängige Effekte bei den Josephson-Kontakten vermieden werden. Andererseits nehmen die Parameter β_L und β_c durch diesen Schritt teilweise sehr kleine Werte $< 0,1$ an, die jedoch keinen Nachteil darstellen sollten.

Die oben beschriebenen dc-SQUIDs wurden im institutseigenen Reinraum mit dem in Abschnitt 4.6 beschriebenen Fabrikationsprozess hergestellt. Um die grundsätzliche Funktionalität der SQUIDs zu verifizieren, wurden die charakteristischen Kennlinien einzelner SQUIDs in einer Heliumtransportkanne bei $T = 4,2\text{K}$ gemessen und hieraus charakteristische SQUID-Parameter bestimmt. Die getesteten SQUIDs waren alle voll funktionsfähig und haben sich hinsichtlich ihrer Kennlinien und SQUID-Parameter erwartungsgemäß verhalten. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleifen wurde für 6 SQUIDs beispielhaft mittels der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Methode bei mK-Temperaturen bestimmt. Hierbei zeigte sich, dass die simulierten und gemessenen Werte für die Induktivität der SQUID-Leiterschleifen innerhalb von 20 % übereinstimmen. Die in diesem Kapitel verwendeten Angaben für die Induktivitäten wurden aus den Simulationen entnommen und mit einem Fehler von 20 % beaufschlagt.

6.1.1 Effektive Fläche der entworfenen SQUIDs

Der magnetische Fluss innerhalb der SQUID-Leiterschleife $\Phi = \Phi_{\text{ext}} + \Phi_L$ ist aus zwei Beiträgen zusammengesetzt. Im Gegensatz zu dem durch den zirkulären Strom I_{cir} in der SQUID-Schleife induzierten Anteil $\Phi_L = I_{\text{cir}}L$, ist der durch das externe magnetische Feld verursachte Anteil $\Phi_{\text{ext}} = A_{\text{eff}}B$ proportional zur effektiven Fläche A_{eff} der SQUID-Leiterschleife und dem auf der Fläche orthogonal stehenden Anteil des externen magnetischen Feldes mit der Flussdichte B . Im Rahmen der Experimente dieser Arbeit wurde stets eine magnetischen Abschirmung, die in Abschnitt 4.4 diskutiert wurde, verwendet. Das trotz Verwendung der Abschirmung am Ort der SQUID-Leiterschleife befindliche Magnetfeld mit der Flussdichte B_{res} verursacht im SQUID einen magnetischen Fluss $\Phi_{\text{ext}} = A_{\text{eff}}B_{\text{res}}$, dessen Schwankungen sich als magnetisches Flussrauschen manifestieren. Daher ist die Bestimmung einer effektiven Fläche A_{eff} , die für einfache quadratische Washer-SQUIDs nach Gleichung (3.42) durch die Breite w der Aussparung im Washer und die Linienbreite l der SQUID-Leiterschleife gegeben ist, für die Abschätzung des durch das verbleibende Magnetfeld verursachten Messfehlers nötig. Im Gegensatz zu den einfachen Washer-SQUIDs, bei denen die gesamte durch die SQUID-Leiterschleife aufgespannte Fläche zur effektiven Fläche beiträgt, löschen sich die durch homogene externe Magnetfelder verursachten Beiträge an magnetischem Fluss in den beiden parallel geschalteten SQUID-Leiterschleifen des Parallel-Gradiometers theoretisch vollständig aus. Die in der realen Anwendung übrige effektive Fläche des Parallel-Gradiometers ist eine parasitäre Fläche A_{par} und wird durch kleine geometrische Asymmetrien im Design oder durch fabrikationsbedingte Unregelmäßigkeiten der beiden Spulen gegeben. Daher wurde die parasitäre Fläche A_{par} der gradiometrischen SQUIDs im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmt. Dazu wurde das SQUID ohne magnetische

Abschirmung im Erdmagnetfeld bewegt und gleichzeitig das sich ergebende Flusssignal Φ des SQUIDs aufgezeichnet. Dabei war der Normalvektor der sich durch die SQUID-Leiterschleife aufspannenden Fläche orthogonal zur vertikalen Raumrichtung z ausgerichtet. Während der Aufzeichnung des Flusssignals des SQUIDs wurde das SQUID im Erdmagnetfeld um 360° um die vertikale Raumachse z gedreht. Das dabei aufgezeichnete Flusssignal enthält ein Maximum und ein Minimum, welches jeweils der Situation entspricht, in der das Magnetfeld in der x - y -Ebene senkrecht zur von der SQUID-Leiterschleife aufgespannten Fläche zeigt. Zusätzlich zu dieser Messung wurde das Erdmagnetfeld mit einem Fluxgate Vektor-Magnetometer in allen Raumrichtungen gemessen. Mit dieser Zusatzinformation kann dann die parasitäre Fläche des SQUIDs

$$A_{\text{par}} = \frac{\Delta\Phi}{2\sqrt{B_{\text{Erd},x}^2 + B_{\text{Erd},y}^2}} \quad (6.1)$$

berechnet werden, wobei $\Delta\Phi$ die Differenz zwischen maximalem und minimalem Fluss innerhalb des aufgezeichneten Flusssignals ist und $B_{\text{Erd},x}$ und $B_{\text{Erd},y}$ die mit dem Fluxgate Vektor-Magnetometer gemessene Komponente des Erdmagnetfeldes in x -Richtung respektive y -Richtung. Um eine gute Abschätzung für alle in diesem Abschnitt vorgestellten SQUIDs zu erhalten, wurde jeweils eines der Parallel-Gradiometer mit der kleinsten und der größten absoluten Fläche dieser Messung unterzogen. Die dabei ermittelten parasitären Flächen betragen $0,6 \mu\text{m}^2$ beziehungsweise $6 \mu\text{m}^2$.

Für insgesamt 12 der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten SQUIDs wurde mit Hilfe der in Abschnitt 4.4 dargestellten experimentellen Aufbauten das niederfrequente Exzessflussrauschen bei mindestens 4 verschiedenen Temperaturen zwischen 20 mK und 800 mK gemessen. Hierfür wurde das Ausgangssignal des kreuzkorrelierten SQUID-Aufbaus, der in Abschnitt 4.3.4 beschrieben wurde, für eine Zeitspanne von $t = 30$ min aufgezeichnet und wie in Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 ausgeführt weiterverarbeitet. Durch eine numerische Anpassung der Gleichung (3.25) an das so gemessene Rauschspektrum wurde die Amplitude des weißen Anteils des Spektrums $S_{\Phi,w}$, die Amplitude des $1/f^\alpha$ -artigen Anteils $S_{\Phi,1/f,1/f}(1 \text{ Hz})$ ausgelesen bei einer Frequenz von 1 Hz, sowie der Exponent α bestimmt. Die Fläche, die durch die Leiterschleife der SQUIDs aufgespannt wird, ist in diesem Aufbau senkrecht zur vertikalen Raumrichtung z orientiert. Für diese Orientierung wurden die Fluktuationen der magnetischen Flussdichte des magnetischen Hintergrundfeldes zu $\sqrt{S_B}(1 \text{ Hz}) \approx 1 \cdot 10^{-4} \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ bestimmt. Ohne die in Abschnitt 4.4 beschriebenen magnetischen Abschirmungen und unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten effektiven Fläche der gradiometrischen SQUIDs, die von $0,6 \mu\text{m}^2$ bis zu $6 \mu\text{m}^2$ reicht, ergibt sich ein durch Einkoppeln des restlichen magnetischen Hintergrundfeldes hervorgerufenen parasitären Flussrauschen von $\sqrt{S_{\Phi,1/f\text{par}}}(1 \text{ Hz}) \approx (0,03 - 0,3)\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Die einfachen Washer-SQUIDs haben laut Entwurf eine ef-

fektive Fläche von bis zu $6000 \mu\text{m}^2$, was in einem geschätzten magnetischen Flussrauschen von bis zu $\sqrt{S_{\phi,1/f_{\text{par,w}}}}(1 \text{ Hz}) = 290 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ resultieren würde. Da das Hintergrundfeld laut Simulation durch die supraleitenden Abschirmungen um ca. 34 Größenordnungen abgeschwächt wird, sollte der Beitrag des magnetischen Hintergrundfeldes zum gemessenen Flussrauschen dennoch für alle Messungen vernachlässigbar sein.

6.2 Gemessenes Flussrauschen von dc-SQUIDs mit verschiedenen Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife

Von den im vorangegangenen Abschnitt 6.1 beschriebenen SQUIDs mit unterschiedlichen Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife wurden im Rahmen dieser Arbeit insgesamt 12 Bauteile der Charge HDSQ11bw3 bei mK-Temperaturen hinsichtlich ihres niederfrequenten Zusatzflussrauschens untersucht. Um ein möglichst breites Spektrum an Induktivitäten zu überdecken, wurden 8 verschiedene Parallel-Gradiometer verwendet. Von den SQUIDs mit der höchsten Induktivität der Reihe mit $L = 217 \text{ pH}$ wurden insgesamt zwei Exemplare getestet. Außerdem wurden drei nicht-gradimetrische SQUIDs untersucht. Das niederfrequente Zusatzflussrauschen wurde bei Kryostat-Temperaturen zwischen $T = 20 \text{ mK}$ und $T = 750 \text{ mK}$ gemessen. Bei den niedrigeren Temperaturwerten ist jedoch nicht auszuschließen, dass die Shunt-Widerstände des SQUIDs eine von der Kryostat-Temperatur verschiedene Temperatur aufweisen. Das weiße Rauschen, das hiervon maßgeblich bestimmt wird, ist an dieser Stelle nicht Gegenstand der Diskussion. Einerseits hängen die Eigenschaften des Zusatzflussrauschens womöglich von der Temperatur der SQUID-Leiterschleife ab, da das Rauschen durch Spins auf oder in der SQUID-Leiterschleife verursacht werden könnte [Che10, Ata14, LaF15]. Andererseits muss die Temperatur der Shunt-Widerstände nicht notwendigerweise mit der der SQUID-Leiterschleife übereinstimmen, da die in den Shunt-Widerständen dissipierte Wärme durch Wärmewiderstände innerhalb des SQUIDs aufgestaut werden kann [Wel94]. Daher ist nicht klar, inwiefern das niederfrequente Zusatzrauschen von einer eventuellen Diskrepanz zwischen der Temperatur des Kryostaten und der Shunt-Widerstände beeinflusst wird. Die Temperatur der SQUID-Leiterschleife ist hier zwar nicht messbar, jedoch verändert sich die Amplitude und der Exponent des Zusatzflussrauschens mit der Kryostat-Temperatur. Dies wurde auch schon in der Vergangenheit beobachtet [Ant13, Wel11]. Dies weist darauf hin, dass sich zumindest Teile des SQUIDs mit sinkender Kryostat-Temperatur weiter abkühlen, auch wenn an dieser Stelle nicht klar ist, ob sich die Temperatur der SQUID-Leiterschleife bis zu tiefsten Temperaturen hin der Kryostat-Temperatur angleicht.

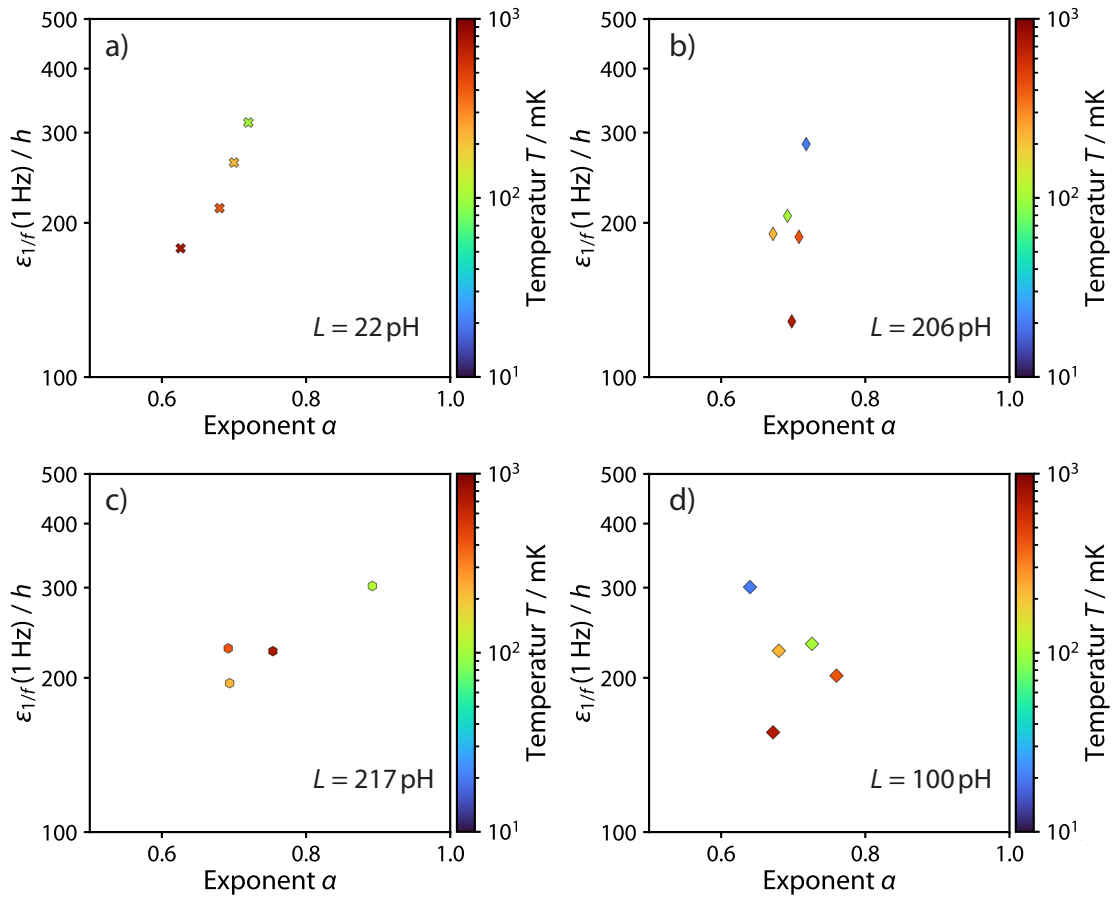


Abbildung 6.2: Gemessene Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Temperatur, bei der der jeweilige Datenpunkt aufgenommen wurde, ist farblich codiert. Dargestellt sind Daten der SQUIDs a) 4A1 SQ12 b) 4C1 SQ4 c) 1A1 SQ7 und d) 1A1 SQ3 der Charge HDSQ11bw3.

6.2.1 Abhängigkeit des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von dc-SQUIDs von Temperatur T und Induktivität L

In Abbildung 6.2 ist die gemessene Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für vier beispielhaft herausgegriffene SQUIDs dargestellt. Durch die Füllfarbe der Datenpunkte ist die Kryostat-Temperatur, bei der der Datenpunkt aufgenommen wurde, codiert. Die SQUIDs, deren Daten in Abbildung 6.2 a) und c) dargestellt sind, sind Parallel-Gradiometer. Bei den in Abbildung 6.2 b) und d) repräsentierten SQUIDs handelt es sich um einfache Washer-SQUIDs. Das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Pivoting-Verhalten wird bei den in der Abbildung 6.2 a) und b) dargestellten Datensätzen deutlich. Hierbei werden die Daten gut durch die Gleichung (5.3) beschrieben. In Abbildung 6.2 a), b) und d) steigt die Amplitu-

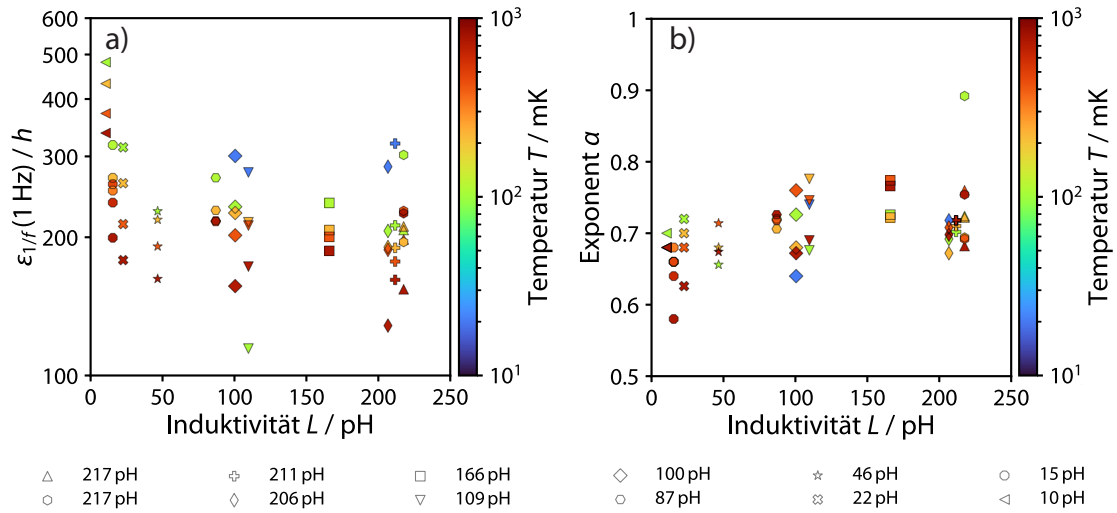


Abbildung 6.3: Gemessene Werte a) der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und b) des Rauschexponenten α in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. Die Temperatur, bei der der jeweilige Datenpunkt aufgenommen wurde, ist farblich codiert. Gleiche Symbole markieren die Daten eines jeweiligen SQUIDs.

de $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ mit sinkender Temperatur monoton an. In Teil a) der Abbildung ist darüber hinaus zu beobachten, dass der Rauschexponent α ebenfalls mit sinkender Temperatur zunimmt. Dieses mustergültige Pivoting-Verhalten ist allerdings nicht bei allen Datensätzen zu beobachten. In Abbildung 6.2 c) ist weder in $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ noch in α eine monotone Sortierung der Datenpunkte mit ansteigender Temperatur erkennbar. Bei dem in d) repräsentierten Datensatz ist die Übereinstimmung der Datenpunkte mit dem Verlauf der Gleichung (5.3) und somit das Pivoting-Verhalten nicht besonders ausgeprägt.

Im Folgenden soll der Verlauf der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und des Rauschexponenten α mit der Temperatur für die Gesamtheit der betrachteten SQUIDs analysiert und in Verbindung mit der Induktivität der SQUID-Leiterschleife gesetzt werden. Dazu sind in Abbildung 6.3 die gemessenen Werte a) der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und b) des Rauschexponenten α in Abhängigkeit von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife L aufgetragen. Die Abbildung zeigt, dass bei kleinen Induktivitäten der Trend existiert, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ zu höheren Induktivitäten hin leicht abfällt. Zwischen 100 pH und 250 pH setzt sich diese Tendenz allerdings nicht oder nur sehr schwach fort. In der Abbildung 6.3 a) ist außerdem gut zu erkennen, dass die Energiesensitivität für ein einzelnes SQUID zu niedrigeren Temperaturen hin ansteigt, was sich mit den Ergebnissen früherer Experimente deckt [Ant13, Dru11]. Der in Abbildung 6.3 b) gegenüber der Induktivität aufgetragene Exponent α zeigt zu höheren Induktivitäten hin eine leichte Tendenz, anzusteigen.

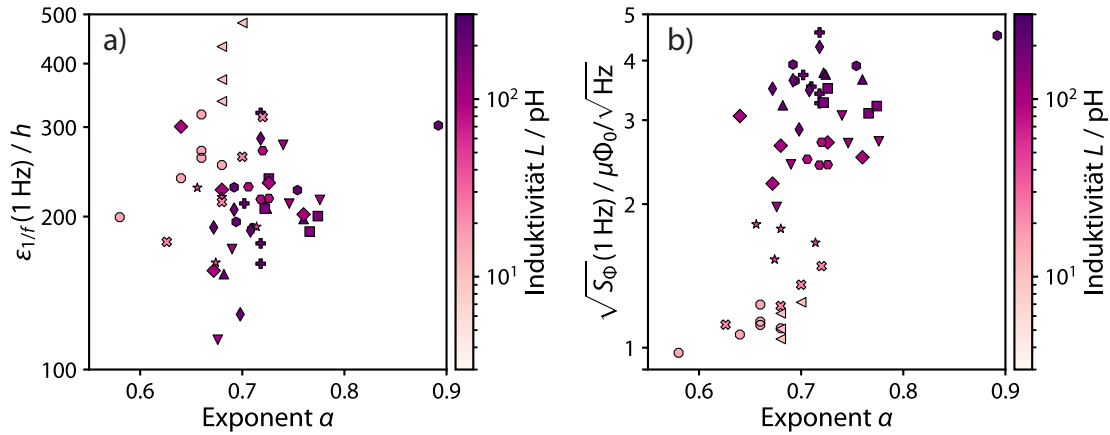


Abbildung 6.4: Gemessene Werte a) der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und b) der Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\phi,1/f}}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α . Die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife ist farblich codiert. Gleiche Symbole markieren die Daten eines jeweiligen SQUIDs.

6.2.2 Vergleich der Energiesensitivität und der spektralen Leistungsdichte des niederfrequenten Zusatzflussrauschens

In Kapitel 5 wurde die Frage aufgeworfen, ob die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ oder die spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}$ die bessere Vergleichsgröße für Untersuchungen des niederfrequenten Zusatzflussrauschens ist. Diese Frage soll an dieser Stelle noch einmal anhand der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten aufgegriffen werden. Abbildung 6.4 zeigt die gemessenen Werte a) der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ sowie b) der Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\phi,1/f}}(1 \text{ Hz})$ des niederfrequenten Flussrauschens in Abhängigkeit des Rauschexponenten α . Die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife ist farblich codiert. Die Abbildung 6.4 a) lässt vermuten, dass die Datenpunkte für kleine Induktivitäten L tendentiell bei einer höheren Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und kleineren Exponenten α angesiedelt sind, wohingegen sich die Datenpunkte für höhere Induktivitätswerte bei höheren α und kleineren $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ häufen. Aus Abbildung 6.4 b) wird ersichtlich, dass sowohl die Quadratwurzel $\sqrt{S_{\phi,1/f}}(1 \text{ Hz})$ der spektralen Leistungsdichte als auch der Exponent α mit der Induktivität der SQUID-Leiterschleife L ansteigen.

Zur besseren Darstellung der Abhängigkeit der Quadratwurzel $\sqrt{S_{\phi,1/f}}(1 \text{ Hz})$ der spektralen Leistungsdichte von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife sind die Datenpunkte in Abbildung 6.5 nochmals aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist eine numerische Anpassung der Gleichung

$$\sqrt{S_{\phi,1/f}}(1 \text{ Hz}) = \sqrt{CL} \quad (6.2)$$

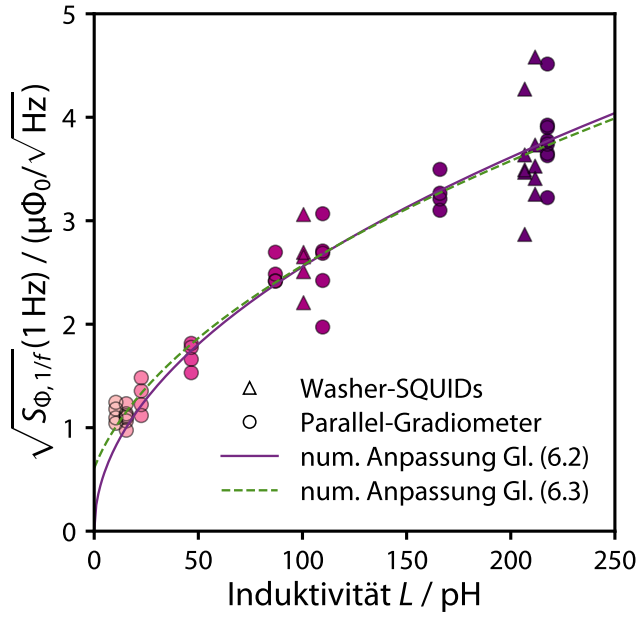


Abbildung 6.5: Quadratwurzel $\sqrt{S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})}$ der spektralen Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleifen. Die runden Punkte markieren Daten von Parallelgradiometern während die dreieckigen Punkte Daten von einfachen Washer SQUIDs symbolisieren. Die durchgezogene und die unterbrochene Linie stellen jeweils eine numerische Anpassung der Gleichung 6.2 respektive 6.3 an die Datenpunkte dar.

mit der Anpassungsvariablen C an die Datenpunkte und soll das Auge auf den quadratwurzelähnlichen Verlauf der Datenpunkte mit der Induktivität L lenken. Die unterbrochene Linie stellt eine numerische Anpassung der Gleichung

$$\sqrt{S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})} = \sqrt{S_{\Phi, \text{zus.}} + CL} \quad (6.3)$$

an die Datenpunkte dar. Hierbei repräsentiert die Anpassungsvariable $S_{\Phi, \text{zus.}}$ einen zusätzlichen induktivitätsunabhängigen Rauschanteil. Bei der Verwendung der Gleichung (6.3) für die numerische Anpassung wird der Datensatz im Bereich kleiner Induktivitäten besser beschrieben als unter Verwendung der Gleichung (6.2). Der berechnete Wert für den induktivitätsunabhängigen Rauschanteil beträgt $\sqrt{S_{\Phi, \text{zus.}}} = 0,61 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Die Existenz eines induktivitätsunabhängigen Anteils der spektralen Leistungsdichte führt in der Konsequenz zu einem zu der Induktivität L antiproportionalen Anteil der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$. Dies könnte den in Abbildung 6.3 a) beobachtbaren Anstieg der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ zu niedrigen Induktivitäten hin erklären und wird in Abschnitt 6.3.3 nochmals aufgegriffen. Eine Proportionalität der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})$ zu der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife wurde bereits mehrfach in der Vergangenheit beobachtet [Wel88, Wel11, San12] und durch theoretische Kalkulationen vorhergesagt [Wu12, Yap19]. Dies wurde in Abschnitt 5.3 etwas ausführlicher diskutiert.

Innerhalb einer experimentellen Messung kann ein derartiger Verlauf grundsätzlich auch dadurch entstehen, dass ein äußeres Magnetfeld in die SQUID-Leiterschleife einkoppelt. Da die Induktivität der Leiterschleife bei geometrisch ähnlich aufgebauten SQUIDs annähernd proportional zur Länge der die Leiterschleife formenden

Spule und somit auch beinahe proportional zur Wurzel der von der Leiterschleife umschlossenen Fläche A ist [Wol17], würde sich in der Auftragung analog zu Abbildung 6.5 eine wurzelförmige Abhängigkeit ergeben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden allerdings neben den als Parallel-Gradiometer erster Ordnung aufgebauten SQUIDs, die in den Abbildungen 6.5 als Kreise dargestellt sind, auch einfache nicht-gradimetrische Washer-SQUIDs, die hier durch Dreiecke dargestellt sind, verwendet. Zusätzlich gibt es unter den einfachen Washer-SQUIDs durch die Verwendung rechteckiger und quadratischer Washer-Geometrien mehrere Designs mit sehr ähnlichen Induktivitäten aber unterschiedlichen effektiven Flächen. Die effektive Fläche A_{eff} von nicht-gradimetrischen SQUIDs ist nach den in Abschnitt 6.1.1 diskutierten Messergebnissen um Größenordnungen größer als die parasitäre Fläche der Parallel-Gradiometer. Daher sollte ein durch ein externes Magnetfeld verursachtes Flussrauschen in den Washer-SQUIDs einen sehr viel größeren Einfluss auf das gemessene Gesamtrauschen haben als im Falle der Parallel-Gradiometer. Ein solches Verhalten ist in Abbildung 6.5 nicht zu erkennen. Weiterhin sollte der Einfluss eines äußeren Magnetfeldes durch die Verwendung der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Abschirmung stark unterdrückt sein. Daher wird an dieser Stelle davon ausgegangen, dass die gefundene Proportionalität der spektralen Leistungsdichte zu der Induktivität der SQUID-Leiterschleife nicht durch das parasitäre Einkoppeln eines Magnetfeldes in die SQUIDs verursacht wird. Damit deckt sich die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Abhängigkeit $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz}) \propto L$ mit den experimentellen Ergebnissen aus [Wel88, Wel11, San12] und den Vorhersagen aus [Wu12] und [Yap19].

6.2.3 Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p und der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz von der Induktivität L

Zusätzlich zu der Proportionalität der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ zur Induktivität L , steigt der Rauschexponent α mit der Induktivität leicht an, wie in den Abbildungen 6.4 b) und 6.3 b) zu erkennen ist. Außerdem ist in Abbildung 6.4 a) zu erkennen, dass Datenpunkte der SQUIDs mit kleineren Induktivitäten eher bei höheren Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ und niedrigeren Exponenten α liegen. Im Gegensatz dazu befinden sich die Datenpunkte von SQUIDs mit größeren Induktivitäten im Bereich höherer Exponenten und niedrigerer Energiesensitivitäten. Daher ist es möglich, dass eine weitere, über den Zusammenhang $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz}) \propto L$ hinausgehende Abhängigkeit des niederfrequenten Flussrauschens von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife existiert. Um diese These zu überprüfen, wurde die Pivoting-Frequenz f_p und die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz durch die numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte jedes einzelnen SQUIDs bestimmt. Das in Abschnitt 3.2.2 eingeführte Pivoting-Verhalten entspricht in der Frequenzauftragung der Rauschspektren der Kreuzung aller Spektren in einem

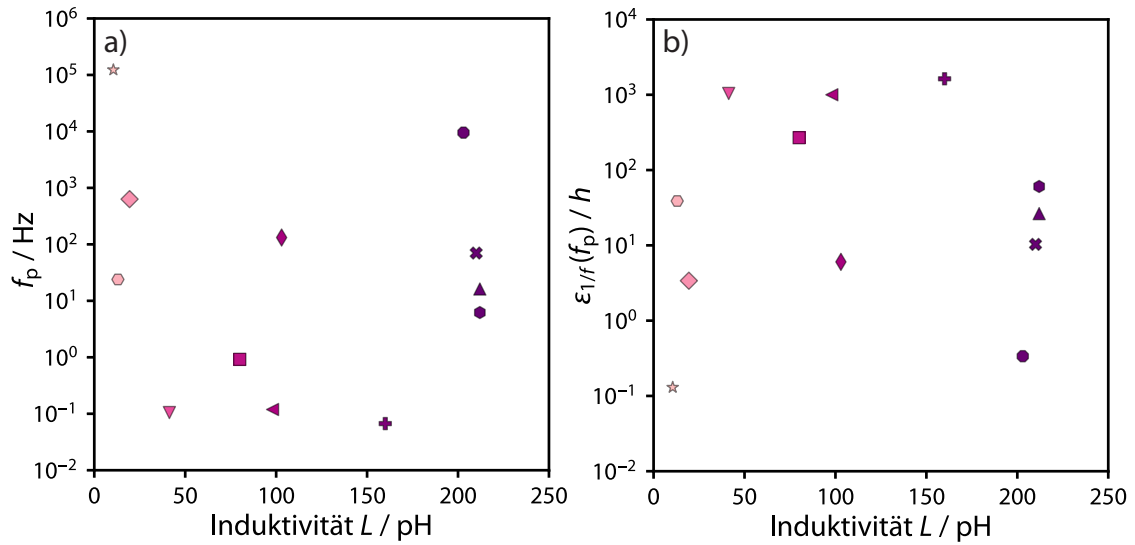


Abbildung 6.6: a) Pivoting-Frequenz f_p und b) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting Frequenz f_p in Abhängigkeit der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. Gleiche Symbole stehen für Daten desselben SQUIDs.

Punkt. In der halblogarithmischen Auftragung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α ergibt sich dann nach Gleichung (5.3) eine Gerade mit der Steigung f_p und dem y-Achsenabschnitt $\varepsilon_{1/f}(f_p)$. Durch eine Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p oder der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ von der Induktivität könnte die unterschiedliche Lagerung der Datenpunkte kleiner und großer Induktivitäten in Abbildung 6.4 a) auftreten. Daher wurde die Pivoting-Frequenz f_p und die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting Frequenz f_p in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife aufgetragen. Entgegen der Annahme ist hier keine Abhängigkeit zu erkennen. Allerdings lässt das Gesamtbild der beiden Abbildungen erahnen, dass die beiden Größen korreliert sein könnten. Dabei nimmt die Pivoting-Frequenz f_p große Werte an, wo der Parameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ kleine annimmt und umgekehrt. Da in Abbildung 6.6 ein Symbol jeweils für ein bestimmtes SQUID steht, ist diese Aussage durch den Vergleich der Anordnung derselben Symbole in a) und b) anschaulich begreifbar.

Um die vermutete Korrelation zu überprüfen, wird die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz f_p in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p aufgetragen. Der Zusammenhang ist in Abbildung 6.7 verdeutlicht. In Abbildung 6.7 a) ist nochmals die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α dargestellt. Zusätzlich dazu sind die Ergebnisse der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an jeweils die Daten eines einzelnen SQUIDs als unterbrochene Linien eingezeichnet. Daneben ist in Abbildung 6.7 b) die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$

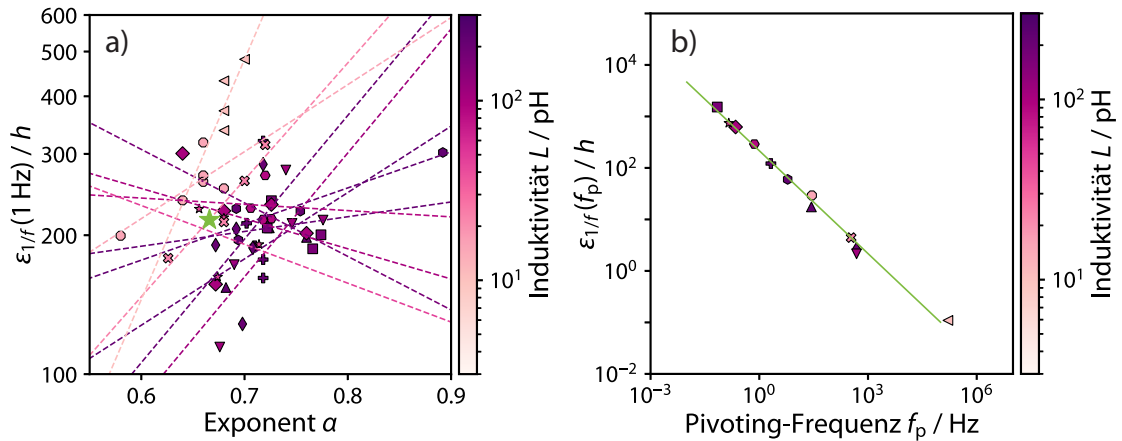


Abbildung 6.7: a) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist farblich codiert. Datenpunkte, die dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol präsentiert. Die gestrichelten Linien zeigen die Ergebnisse der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an jeweils einen Datensatz. b) Die durch numerische Anpassung der Gleichung (5.3) für jedes einzelne SQUID ermittelten Anpassungsparameter: die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz aufgetragen gegen die Pivoting-Frequenz f_p selbst. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist farblich codiert. Die Symbole entsprechen den Symbolen aus a). Die grüne durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der numerischen Anpassung der Datenpunkte an die Gleichung (6.4) dar. Die hierbei ermittelten Anpassungsparameter spiegeln sich in a) als Koordinaten (m, a) des als grünen Stern markierten Kreuzungspunktes der verschiedenen Linien.

an der Pivoting-Frequenz f_p in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p dargestellt. Daraus wird klar, dass die beiden Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p tatsächlich zueinander korreliert sind. Die grüne durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer numerischen Anpassung der Gleichung

$$\varepsilon_{1/f}(f_p) = a \left(\frac{f_p}{f_r} \right)^{-m} \quad (6.4)$$

an die Datenpunkte dar. Hierbei wurde wieder die Auslesefrequenz $f_r = 1 \text{ Hz}$ eingesetzt. Die Gleichung (6.4) beschreibt den Verlauf der Daten sehr gut. Sie leitet sich aus der Gleichung (5.3) für den Pivoting-Zusammenhang zwischen der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α her. Für den Fall, dass sich alle das Pivoting beschreibenden Linien der verschiedenen Datensätze in einem Kreuzungspunkt mit den Koordinaten $(\alpha = m, \varepsilon_{1/f}(f_r) = a)$ schneiden, ergibt sich die durch Gleichung (6.4) beschriebene Korrelation.

Zur Illustration dieses Sachverhalts ist der virtuelle Kreuzungspunkt mit den Anpassungsparametern $m = (0,67 \pm 0,02)$ und $a = (214 \pm 1)$ aus Gleichung (6.4) in der Abbildung 6.7 a) durch einen grünen Stern symbolisiert. Diese Art von Korrelation

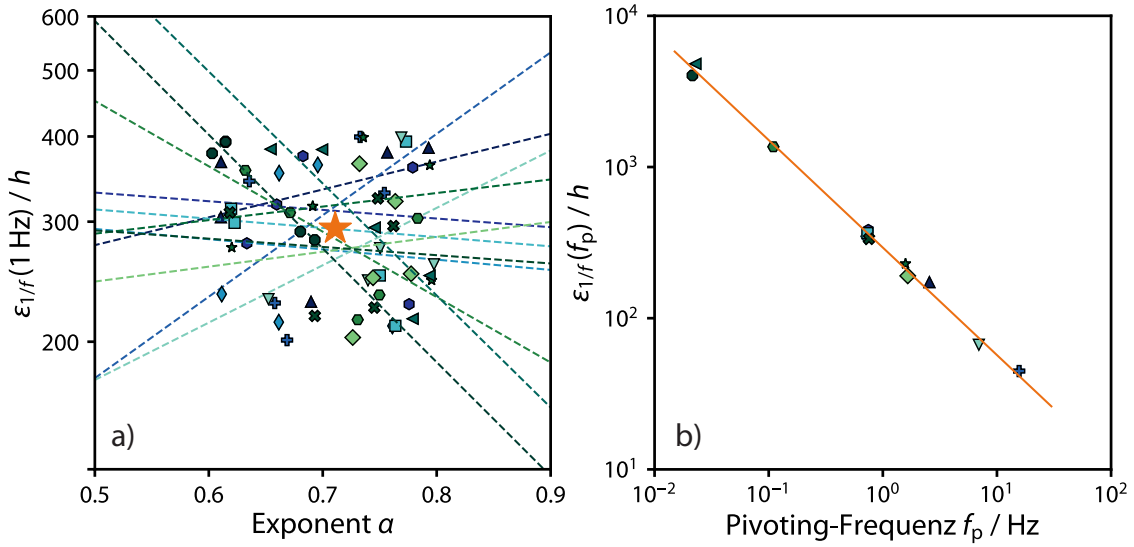


Abbildung 6.8: Zufallsgenerierte Pseudodaten für 7 „SQUIDs“ bei jeweils 5 verschiedenen „Temperaturen“, ausgewertet analog zu den gemessenen Daten. a) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α und b) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz f_p in Abhängigkeit von der Pivoting-Frequenz f_p .

wurde bisher noch von keiner Forschungsgruppe entdeckt und könnte ein weiteres Puzzleteil zur Erklärung des Ursprungs und der Ausprägung des niederfrequenten Flussrauschens darstellen. Allerdings kann eine solche Korrelation auch nur ein durch Messungenauigkeiten erzeugtes Artefakt sein, wie im Folgenden verdeutlicht wird.

Konkret wurden mittels eines Zufallszahlengenerators Pseudodaten erzeugt und wie die tatsächlich gemessenen Daten ausgewertet. Dazu wurden künstliche Datenpaare $(\alpha, \varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz}))$ erzeugt, deren numerische Werte in den Intervallen $\alpha \in [0,6; 0,8)$ und $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz}) \in [200; 400)$ liegen. Die Datenpunkte sind im jeweiligen Intervall gleichverteilt, da die zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$p(x) = \frac{1}{d_{\text{high}} - d_{\text{low}}} \quad (6.5)$$

innerhalb des Intervalls $[d_{\text{low}}; d_{\text{high}})$ konstant ist. Hierbei ist d_{low} die untere und d_{high} die obere Grenze des Intervalls. Die Grenzen der Intervalle sind so gewählt, dass die Intervalle dem Wertebereich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten entsprechen. Zur Erstellung einer Datengruppe, die wie eine temperaturabhängige Messung des niederfrequenten Flussrauschens von einem dc-SQUID behandelt wird, wurden jeweils fünf dieser zufälligen Datenpaare erzeugt. Insgesamt wurden 7 Gruppen an Daten in der gleichen Weise erzeugt, die jeweils temperaturabhängige Messungen des niederfrequenten Flussrauschens eines SQUIDs darstellen. Diese sind in Abbildung 6.8 a) analog zu den tatsächlich gemessenen Datenpunkten als Energiesensitivität

$\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α dargestellt. Die Daten jedes SQUIDs sind jeweils durch dasselbe Symbol und in derselben Farbe dargestellt.

An die zufallsgenerierten Datenpunkte einer Gruppe wurde, analog zu den tatsächlich gemessenen Datenpunkten, die Funktion (5.3) numerisch angepasst, um die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz f_p und die Pivoting-Frequenz f_p zu ermitteln. Diese Funktion ist jeweils als gestrichelte Linie in derselben Farbe wie auch die Datenpunkte in Abbildung 6.8 a) dargestellt. Obwohl diese Auftragung der generierten Daten den gemessenen Daten ähnelt, lässt sich hier bereits erkennen, dass die generierten Daten kein ausgeprägtes Pivoting-Verhalten aufweisen. Dies steht im Gegensatz zu den gemessenen Daten, die zum Teil ein sehr ausgeprägtes Pivoting-Verhalten an den Tag legen. Außerdem ist der Wertebereich der zufallsgenerierten Daten gemäß ihrer Konstruktion relativ scharf umrissen, was im Gegensatz dazu in den gemessenen Daten nicht zu sehen ist. Daher ist die Annahme der Gleichverteilung der Daten in einem festgelegten Wertebereich wahrscheinlich nicht ganz korrekt.

In Abbildung 6.8 b) ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz f_p in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p für alle generierten Daten aufgetragen. Die orange durchgezogene Linie stellt eine numerische Anpassung der Gleichung (6.4) an die Datenpunkte dar. Der orange Stern in Abbildung 6.8 a) markiert den durch die gefundenen Anpassungsparameter festgelegten Kreuzungspunkt der an die Datenpunkte angepassten Funktionen. Auch hier ist die Korrelation zwischen den Anpassungsparametern $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p deutlich und durch die Funktion (6.4) augenscheinlich sehr gut beschrieben. Es ist daher nicht auszuschließen, dass die experimentell beobachtete Korrelation zwischen der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz f_p und der Pivoting-Frequenz f_p selbst ein Artefakt ist, zumindest sofern der Kreuzungspunkt mit den Koordinaten (m, a) innerhalb der Datenwolke liegt. Bei rein zufälligen, innerhalb eines Wertebereichs gleichverteilten Pseudodaten liegt der virtuelle Kreuzungspunkt naturgemäß mit größerer Wahrscheinlichkeit in der Mitte der Datenwolke als an deren Rand oder gar außerhalb. Qualitativ gesprochen geben im Fall der hier gezeigten generierten Daten die Koordinaten des virtuellen Kreuzungspunktes den Schwerpunkt der Datenwolke wieder, wohingegen der Wertebereich der generierten Daten ein Maß für die Abweichung der Datenpunkte in Abbildung 6.8 b) vom Verlauf der numerisch angepassten Gleichung (6.4) darstellt. Dass der virtuelle Kreuzungspunkt der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten auch nicht außerhalb der Datenwolke liegt, wohl aber die Mitte des Wertebereichs verfehlt, kann höchstens ein erster Anhaltspunkt dafür sein, dass die Korrelation in den gemessenen Daten kein Artefakt ist. Das bedeutet jedoch mitnichten, dass die gemessenen Daten rein zufälliger Natur sind. So ist jede einzelne Messung eines Rauschspektrums reproduzierbar. Daher kann bereits an dieser Stelle keine Zufälligkeit der Daten selbst vorliegen. Außerdem liefern die in den Abschnitten 6.2.2 und

6.2.1 diskutierten Eigenschaften des niederfrequenten Flussrauschens der gemessenen Daten ein starkes Argument gegen die reine Zufälligkeit der gemessenen Daten. So ist beispielsweise die in den gemessenen Daten gefundene Proportionalität zwischen der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und der Induktivität L ein Ergebnis, das kaum in Zweifel zu ziehen ist. Außerdem wurde ein Pivoting-Verhalten bereits aus anderen Experimenten berichtet [Ant13] und ist somit auch hier höchstwahrscheinlich kein Zufallsergebnis.

Sollte die Korrelation zwischen den Anpassungsparametern $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p kein Artefakt sein, existiert ein virtueller Kreuzungspunkt aller Pivoting-Funktionen für die Daten einzelner SQUIDs, dessen Koordinaten mit den Parametern der Funktion (6.4) verknüpft sind. Das bedeutet, dass ein bestimmter Rauschexponent $\alpha = m$ und eine dazu korrespondierende Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz}) = a$ heraussticht, da diese beiden Parameter für die Datensätze aller gemessenen SQUIDs gelten müssen. Bildlich gesprochen bedeutet dies, dass alle Pivoting-Kreuzungspunkte im Frequenzspektrum auf einer Geraden liegen, die durch die Gleichung (6.4) gegeben ist. Eine Illustration dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 6.9 anhand von künstlich erzeugten Daten gegeben. In Abbildung 6.9 a) sind fiktive Rauschspektren dreier SQUIDs bei jeweils drei verschiedenen Temperaturen abgebildet. Die temperaturabhängigen Exponenten betragen jeweils $\alpha = 0,8$, $\alpha = 1$ und $\alpha = 1,2$. Durch das Pivoting-Verhalten der einzelnen SQUIDs kreuzen die Frequenzspektren eines jeden SQUIDs in einem Punkt, dessen Frequenz der Pivoting-Frequenz entspricht. Alle Kreuzungspunkte liegen auf der roten Geraden, die den Verlauf der Gleichung (6.4) widerspiegelt. Die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ bei der Ablesefrequenz $f_r = 1 \text{ Hz}$, die in a) eingezeichnet ist, ist in Abbildung 6.9 b) als Funktion des Exponenten α dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an diese fiktiven Datenpunkte dar und kreuzen sich in dem mit einem roten Stern markierten Punkt. Die Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p aus b) sind in c) analog zu der Diskussion aus diesem Abschnitt gegeneinander aufgetragen. Die rote Gerade in c) gibt das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (6.4) an die Daten wieder. Diese spiegeln sich auch in den Koordinaten des in b) als Stern eingezeichneten Kreuzungspunktes.

6.3 Vergleich mit ähnlichen Experimenten aus der Literatur

Die systematische experimentelle Bestimmung des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von dc-SQUIDs mit unterschiedlichen Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife in Abhängigkeit der Temperatur ist arbeitsaufwändig und zeitintensiv. Daher existieren nicht viele Vergleichsmöglichkeiten der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten mit experimentellen Ergebnissen aus der Literatur. Konkret können die Er-

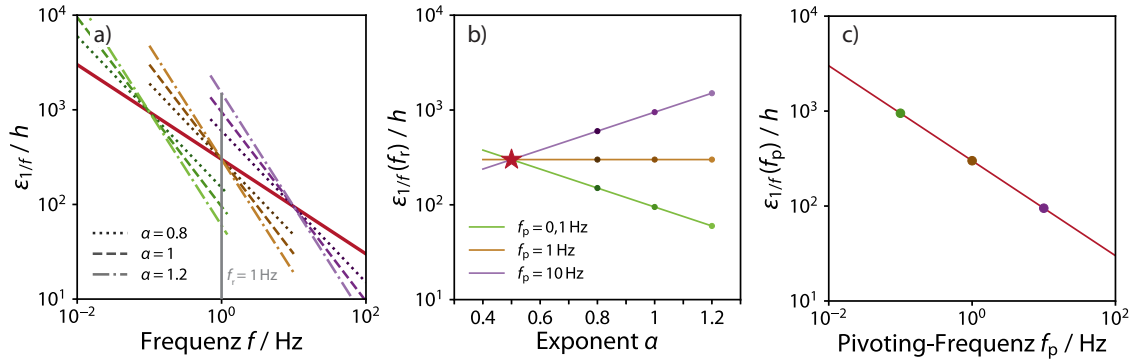


Abbildung 6.9: a) Fiktives Frequenzspektrum der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ dreier SQUIDs bei drei verschiedenen Temperaturen, die jeweils einen temperaturabhängigen Rauschexponenten von $\alpha = 0,8$, $\alpha = 1$ und $\alpha = 1,2$ aufweisen. Die Kreuzungspunkte mit der jeweiligen Pivoting-Frequenz f_p und Energiesensitivität an der Pivoting-Frequenz $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ liegen auf der in rot eingezeichneten Linie, die den Verlauf der Gleichung (6.4) wiedergibt. Die Ablesefrequenz f_r ist bei einem Wert von 1 Hz eingezeichnet. b) Die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ abgelesen bei einer Frequenz von 1 Hz in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die eingezeichneten Linien symbolisieren den Verlauf der Gleichung (5.3) und kreuzen sich in einem Punkt bei $\alpha = 0,5$ und $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz}) = 300h$. In c) sind die aus der numerischen Anpassung der Funktion (5.3) an die Daten in b) resultierenden Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p gegeneinander aufgetragen. Die rote durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (6.4) an die Daten in c) dar und deckt sich mit der bereits in a) eingezeichneten Funktion. Die Anpassungsparameter der numerischen Anpassung in c) entsprechen den Koordinaten des in b) als roter Stern eingezeichneten Kreuzungspunktes.

gebnisse der vorliegenden Arbeit direkt mit zwei anderen Datensätzen verglichen werden, die aus der Literatur bekannt sind. Diese stammen von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel11] und werden im Folgenden in der gleichen Weise ausgewertet wie die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten. Hierbei wurden die Werte der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ und die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife aus den Veröffentlichungen extrahiert und mit der Gleichung (3.23) in eine Energiesensitivität umgerechnet.

6.3.1 Diskussion der Daten von S. Anton et al.

Die von Anton et al. [Ant13] veröffentlichten Daten umfassen 11 einzelne Datensätze, die sich jeweils auf ein bestimmtes einfaches Washer-SQUID mit Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakten beziehen. Die Induktivitäten der SQUIDs variieren zwischen 4 pH und 120 pH. Ein Teil der SQUIDs wurde vom National Institute of Standards

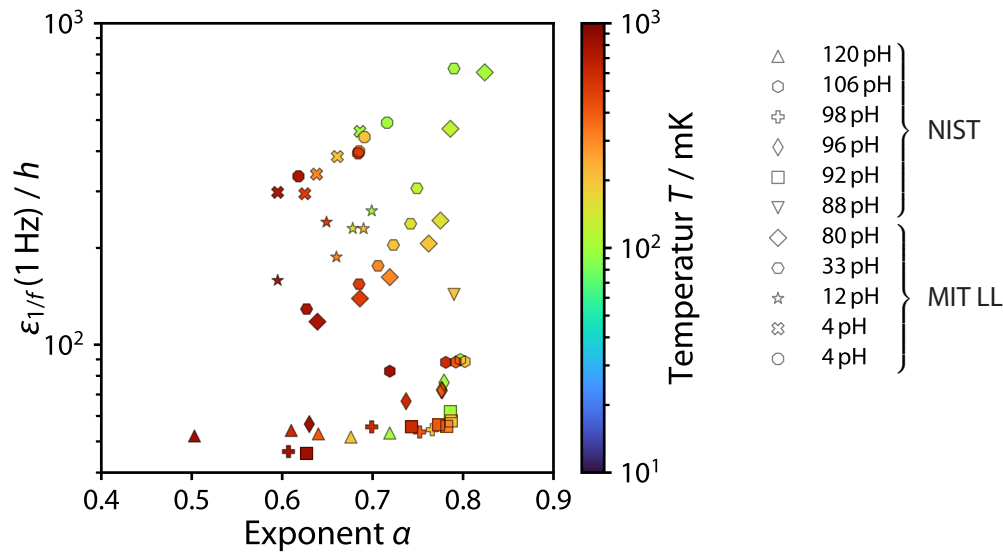


Abbildung 6.10: Amplitude $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})/h$ der Energiesensitivität in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α für die Daten von Anton et al. [Ant13]. Die Temperatur, bei der der jeweilige Datenpunkt aufgenommen wurde, ist farblich dargestellt. Datenpunkte, die dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol präsentiert. Die mit „NIST“ gekennzeichneten SQUIDs wurden am National Institute of Standards and Technology hergestellt, wohingegen die mit „MIT LL“ gekennzeichneten SQUIDs am Lincoln Laboratory des Massachusetts Institute of Technology hergestellt wurden.

and Technology (NIST) hergestellt, ein anderer vom Lincoln Laboratory des Massachusetts Institute of Technology (MIT). Die veröffentlichten Daten wurden auch hier auf einen Temperaturbereich von 0 bis 1 K eingeschränkt. Abbildung 6.10 zeigt die Daten von Anton et al. in einer zusammenfassenden Übersicht, wobei die Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ des niederfrequenten Flussrauschens in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aufgetragen ist. Die Temperatur, bei der die Datenpunkte aufgenommen wurden, ist farblich dargestellt und Datenpunkte desselben SQUIDs sind mit den gleichen Symbolen markiert. Es ist auffällig, dass die am MIT Lincoln Laboratory hergestellten SQUIDs, welche die Induktivitäten zwischen 4 pH und 80 pH abdecken, die Tendenz aufweisen, zu höheren Temperaturen hin einen niedrigeren Exponenten α sowie eine niedrigere Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ zu zeigen. Diese Tendenz ist bei den SQUIDs, die am NIST hergestellt wurden, nicht zu erkennen. Insgesamt ist bei allen gezeigten Datensätzen ein Pivoting-Verhalten zu erkennen. Für die anhand der SQUIDs vom MIT Lincoln Laboratory gemessenen Daten ist das Pivoting-Verhalten jedoch besonders ausgeprägt, was sich in einer sehr guten Übereinstimmung der Gleichung (5.3) mit dem Verlauf der Daten manifestiert.

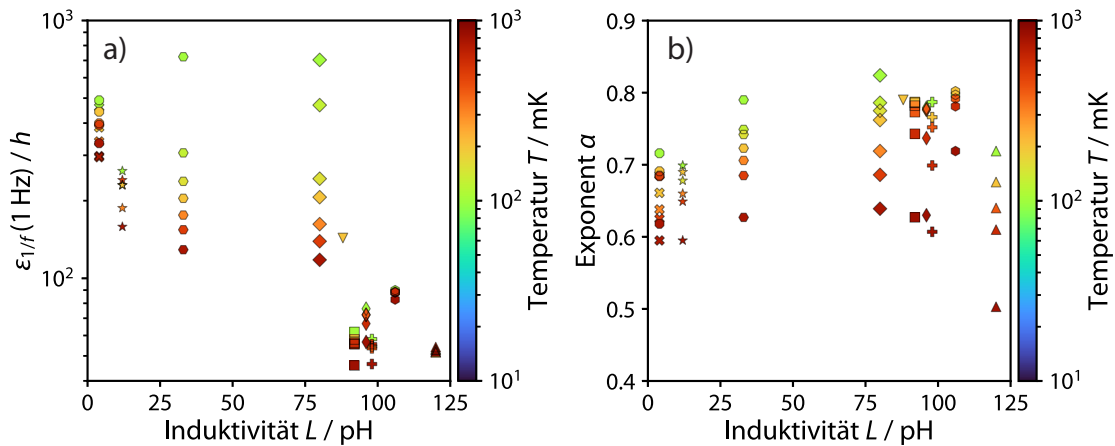


Abbildung 6.11: a) Amplitude $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ der Energiesensitivität und b) Rauschexponent α in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife für die von Anton et al. [Ant13] entnommenen und auf $T < 1 \text{ K}$ eingeschränkten Daten. Die Temperatur, bei der ein einzelner Datenpunkt aufgenommen wurde, ist jeweils farblich dargestellt.

Dies wird auch durch Abbildung 6.11 ersichtlich, welche die Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ sowie den Rauschexponenten α in Abhängigkeit der Induktivität L der jeweiligen SQUID-Leiterschleife zeigt. Weiterhin geht aus Teil a) dieser Abbildung hervor, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ bei hohen Temperaturen tendenziell mit steigender Induktivität der SQUID-Leiterschleife sinkt. Ähnliches wurde bei den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten festgestellt. Für den in Abbildung 6.11 b) aufgetragenen Rauschexponenten α ist eine solche Tendenz nicht zu erkennen. Daher kann an dieser Stelle geschlossen werden, dass sich der Rauschexponent α bei den Daten aus [Ant13] im Gegensatz zu den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen nicht mit der Induktivität verändert. Analog zu den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten wurde auch dieser Datensatz dahingehend weiter analysiert, dass Gleichung (5.3) an die jeweils zu einem SQUID zugehörigen Datenpunkte numerisch angepasst wurde. Die Ergebnisse dieser numerischen Anpassung sind als gestrichelte Linien in der jeweils zu den Datenpunkten passenden Farbe in Abbildung 6.12 a) gezeigt. In Abbildung 6.12 b) sind ferner die Anpassungsparameter, d.h. die Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz sowie die Pivoting-Frequenz f_p selbst, gegeneinander aufgetragen. Auch hier wird eine Korrelation der beiden Anpassungsparameter offenbar. Analog zu der Auswertung der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten wurde auch hier eine numerische Anpassung der Gleichung (6.4) an die Datenpunkte vorgenommen, deren Ergebnis als orange unterbrochene Linie in b) eingezeichnet wurde. Die resultierenden Anpassungsparameter a und m wurden wiederum als orangefarbener Stern mit den Koordinaten (m, a) in Teil a) der Abbildung eingetragen. Er symbolisiert den virtuellen Schnitt-

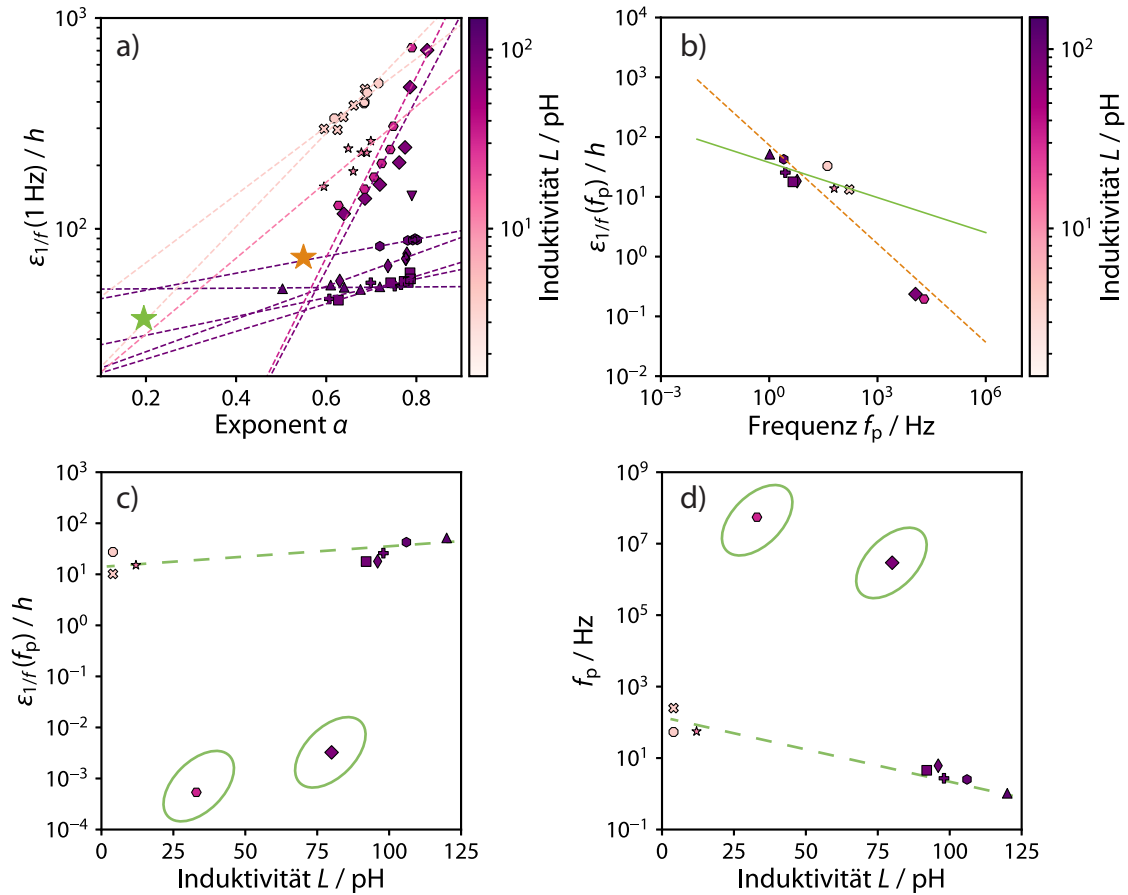


Abbildung 6.12: a) Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Werte der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife sind farblich codiert. Datenpunkte, die dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol präsentiert. Die gestrichelten Linien zeigen die Ergebnisse einer numerischen Anpassung von Gleichung (5.3) an jeweils einen Datensatz. b) Die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz aufgetragen gegen die Pivoting-Frequenz f_p selbst. Die Werte entsprechen den Anpassungsparametern der numerischen Anpassung von Gleichung (5.3) an die in a) gezeigten Daten. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist wieder farblich dargestellt. Die orange unterbrochene Linie stellt das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (6.4) an alle Datenpunkte dar. Die grüne durchgezogene Linie markiert das Ergebnis einer numerischen Anpassung derselben Gleichung an die Datenpunkte ohne Berücksichtigung der in c) und d) grün eingekreisten Datenpunkte, welche als Außenseiter identifiziert wurden. Die hierbei ermittelten Anpassungsparameter spiegeln sich in a) als Koordinaten (m, a) der als oranger respektive grüner Stern markierten Kreuzungspunkte der verschiedenen Linien wieder. c) Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz und d) die Werte der Pivoting-Frequenz f_p aufgetragen jeweils in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. Die grüne durchgezogene Linie in c) und d) stellt eine Führung für das Auge dar und soll den Blick auf den funktionalen Verlauf der Induktivitätsabhängigkeit abseits der als Ausreißer markierten Daten lenken. Die Daten stammen von Anton et al. [Ant13] und wurden auf $T < 1 \text{ K}$ eingeschränkt.

punkt der in Abbildung 6.12 a) durch die unterbrochenen Linien angedeuteten Zusammenhänge. Es fällt auf, dass zwei der Funktionen eine sehr viel größere Steigung besitzen als die restlichen. Dieses Verhalten betrifft die SQUIDs mit der Induktivität von 33 pH und 80 pH. Dies führt dazu, dass die entsprechenden Datenpunkte in Abbildung 6.12 b) bei für den Rest des Datensatzes ungewöhnlich hohen Pivoting-Frequenzen f_p und sehr niedrigen Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ liegen. Diese Abweichung zu dem Verhalten der restlichen Daten ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass der Anstieg der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ mit sinkender Temperatur bei den beiden erwähnten Datensätzen stärker ausfällt als bei den übrigen Datensätzen. Der als Stern in Teil a) der Abbildung 6.12 dargestellte virtuelle Kreuzungspunkt der Anpassungsfunktionen ist stark davon abhängig, ob diese abweichenden Datensätze berücksichtigt werden oder nicht. Da kein objektiver Grund gegeben ist, der ein Ausschließen der abweichenden Datensätze rechtfertigt, wurde hier zunächst die Gesamtheit der Daten zur Auswertung genutzt. Der in Abbildung 6.12 a) als oranger Stern eingezeichnete virtuelle Kreuzungspunkt der Anpassungsfunktionen befindet sich dann zwar innerhalb der Punktwolke, jedoch am äußeren linken Rand derselben. Daher kann hier nicht eindeutig festgestellt werden, ob es sich bei dem Kreuzungspunkt nach der oben getroffenen Annahme potentiell um ein Artefakt handelt oder nicht. Bei Nichtberücksichtigen der beiden abweichenden Datensätze liegt der in Abbildung 6.12 a) als grüner Stern eingezeichnete virtuelle Kreuzungspunkt bei einem deutlich niedrigeren Exponenten, wo sich die als gestrichelten Linien angedeuteten Anpassungsfunktionen in der Abbildung tatsächlich häufig schneiden und wir annehmen können, dass es sich bei dem virtuellen Kreuzungspunkt potentiell nicht um ein Artefakt handelt. In Abbildung 6.12 c) und d) sind die Amplituden der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz sowie die Pivoting-Frequenz f_p jeweils in Abhängigkeit der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife aufgetragen. Die Datenpunkte bei 33 pH und 80 pH sind durch grüne Ovale als Ausreißer markiert. Ausgenommen die soeben erwähnten beiden vom Verhalten der Gesamtheit abweichenden Datenpunkte ist hier jeweils eine Tendenz zu erkennen. Die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz steigt mit ansteigender Induktivität L an, wohingegen die Pivoting-Frequenz f_p mit steigender Induktivität L sinkt. Dieser Sachverhalt ist durch die grünen Linien, welche als Führung für den Blick fungieren sollen, symbolisiert.

6.3.2 Diskussion der Daten von F. Wellstood et al.

Neben den Daten von Anton et al. wurde auch der Datensatz von Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11], der Messungen an 9 verschiedenen SQUIDs mit Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife zwischen 45 pH und 1500 pH umfasst, betrachtet und entsprechend des bereits diskutierten Schemas ausgewertet. Hierbei wurden

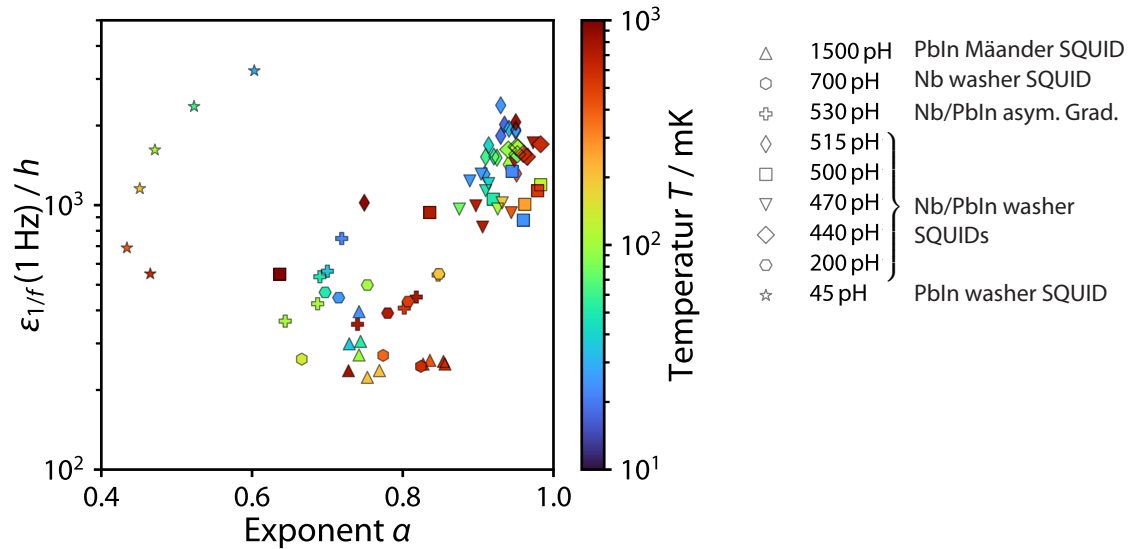


Abbildung 6.13: Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Temperatur, bei der der Datenpunkt aufgenommen wurde, ist farblich dargestellt. Datenpunkte, die dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol repräsentiert. Die Daten stammen aus [Wel87, Wel88, Wel11] und wurden auf $T < 1\text{ K}$ eingeschränkt.

wieder die Werte der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ aus der Veröffentlichung entnommen und über die ebenfalls veröffentlichten Werte der Induktivität der korrespondierenden SQUIDs mittels der Gleichung (3.23) in eine Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ umgerechnet. Die von Wellstood et al. in [Wel87, Wel88, Wel11] verwendeten SQUIDs wurden jeweils aus einer Kombination aus Nb und PbIn hergestellt und besitzen $2 \times 2\ \mu\text{m}$ große Nb/NbO_x/PbIn-Josephson-Kontakte. Die kritische Stromdichte beträgt in dem verwendeten Prozess typischerweise 50 A/cm^2 . Abbildung 6.13 zeigt eine Zusammenfassung der Daten, die von Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] entnommen wurden. Hierbei ist wieder die Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ des niederfrequenten Rauschanteils bei einer Frequenz von 1 Hz in Abhängigkeit des zugehörigen Exponenten α aufgetragen. Die Temperatur, bei der die Daten aufgenommen wurden, ist wieder farblich symbolisiert. Datenpunkte, die zu demselben SQUID gehören, sind durch dieselben Symbole dargestellt. Im Falle des SQUIDs mit der Induktivität von 700 pH besteht der überwiegende Teil der SQUID-Leiterschleife aus Nb. Die SQUIDs mit der Induktivität von 45 pH und 1500 pH bestehen zum größten Teil aus PbIn. Die restlichen SQUIDs bestehen zu jeweils ungefähr gleichen Teilen aus Nb und PbIn. Bis auf die SQUIDs mit den Induktivitäten 530 pH und 1500 pH handelt es sich durchweg um einfache Washer-SQUIDs mit unterschiedlichen Linienbreiten der SQUID-Leiterschleife. Das SQUID

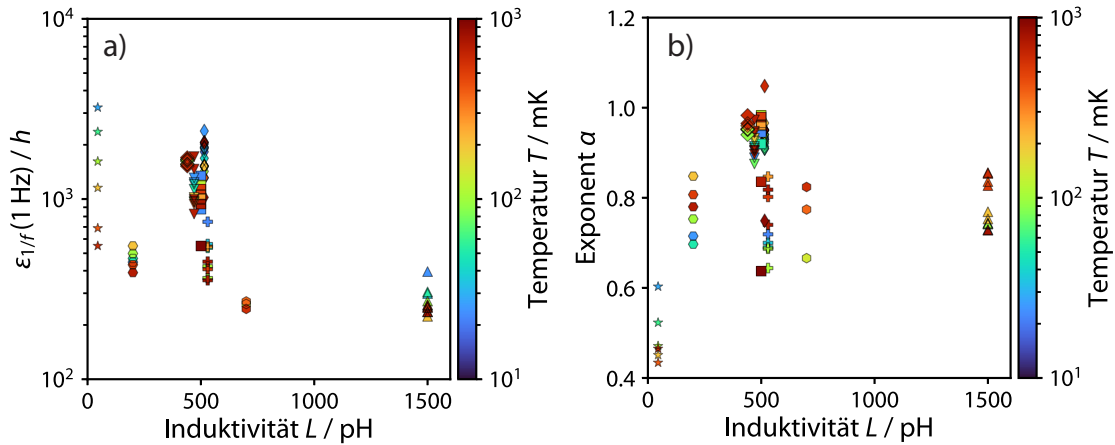


Abbildung 6.14: a) Gemessene Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und b) Rauschexponent α in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. Die Temperatur, bei der der Datenpunkt aufgenommen wurde, ist farblich dargestellt. Die Daten stammen aus [Wel87, Wel11] und wurden eingeschränkt auf $T < 1 \text{ K}$.

mit einer Induktivität von 1500 pH ist ein nicht-gradimetrisches SQUID mit einer mäanderähnlichen Geometrie der SQUID-Leiterschleife, wohingegen das SQUID mit einer Induktivität von 530 pH eine stark asymmetrische gradimetrische Geometrie besitzt. Wieder wurde der Datensatz auf Datenpunkte, die bei Temperaturen zwischen 0 und 1 K gemessen wurden, eingeschränkt. Beim Nachvollziehen des Verlaufs der Daten eines einzelnen SQUIDs, fällt auf, dass das Pivoting-Verhalten bei vielen der hier gezeigten Datensätzen nicht so prominent erscheint, wie bei den weiter oben diskutierten Daten. Lediglich das Verhalten des Datensatzes des SQUIDs mit 45 pH reiht sich in die Gesamtheit der bisher besprochenen Daten ein. Hier erscheinen die Datenpunkte, die bei höheren Temperaturen gemessen wurden, tendenziell bei kleineren Exponenten α und niedrigeren Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$. Außerdem kann der Verlauf der als Sterne eingezeichneten Datenpunkte gut mit der Funktion (5.3) beschrieben werden, was hier als deutliches Pivoting-Verhalten interpretiert wird. Im Gegensatz dazu ist beispielsweise der Verlauf der durch Kreuze symbolisierten Datenpunkte des SQUIDs mit einer Induktivität von 530 pH weniger gut durch die Gleichung (5.3) beschreibbar. Dies trifft auch auf alle restlichen Datensätze in Abbildung 6.14 zu. Im Zusammenhang mit den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten und den von Anton et al. [Ant13] veröffentlichten Daten scheint es so, als zeige sich ausgeprägtes Pivoting-Verhalten eher bei SQUIDs mit kleinen Induktivitäten als bei großen. Sollte dies zutreffen, könnte ein Grund für die geringere Ausprägung des Pivotings innerhalb des Datensatzes von Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] sein, dass die Induktivitäten der SQUIDs hierbei größtenteils sehr viel größer sind als bei den innerhalb dieser Arbeit und von Anton et al. [Ant13]

untersuchten SQUIDs. Weiterhin ist zu beobachten, dass die Amplitude der in Abbildung 6.13 aufgetragenen Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ im Mittel deutlich oberhalb der Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in analogen Auftragungen der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen und von Anton et al. [Ant13] veröffentlichten Daten liegt. Dies und das Ausbleiben des Pivoting-Verhaltens könnte auch auf die von den bisher diskutierten Datensätzen dieser Arbeit und von Anton et al. abweichende Josephson-Kontakt-Technologie zurückzuführen sein.

Dass sich für die SQUIDs mit einer Induktivität von $L > 100\text{ pH}$ weder die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ noch der Rauschexponent α monoton mit der Temperatur ändert, wird auch in Abbildung 6.14 deutlich. Hier sind jeweils die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ sowie der Rauschexponent α in Abhängigkeit der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife darstellt. Wieder ist die Temperatur durch die Farbe der entsprechenden Datenpunkte dargestellt. Mit Ausnahme des SQUIDs mit der Induktivität $L = 45\text{ pH}$ hängt innerhalb der von demselben SQUID stammenden Daten weder die Energiesensitivität noch der Rauschexponent deutlich und monoton von der Temperatur ab. Man beobachtet jedoch auch hier eine leichte Tendenz der Energiesensitivität, mit steigender Induktivität der SQUID-Leiterschleife abzunehmen. In Abbildung 6.14 b) ist wiederum keine analoge Tendenz ersichtlich. Dies ist analog zu dem Verhalten, das an den von Anton et al. [Ant13] veröffentlichten Daten beobachtet wurde. Um eine gute Vergleichbarkeit der hier ausgewerteten Daten zu gewährleisten, wurde der Datensatz von Wellstood et al. analog zu den vorangegangenen Datensätzen der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten und der von Anton et al. veröffentlichten Daten ausgewertet, obwohl das Pivoting-Verhalten hier meist ausbleibt.

In Abbildung 6.15 a) ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aufgetragen. Weiterhin sind die Ergebnisse der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an jeweils zu einem SQUID zugehörige Datenpunkte als gestrichelte Linien aufgetragen. In Abbildung 6.15 b) sind die so ermittelten Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p aufgetragen. Die grüne durchgezogene Linie markiert das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (6.4) an die Datenpunkte. Die dabei ermittelten Anpassungsparameter werden durch einen grünen Stern mit den Koordinaten (m, a) in Teil a) der Abbildung symbolisiert. Hierbei ist zu beobachten, dass der durch den grünen Stern markierte virtuelle Knotenpunkt der Anpassungsfunktionen knapp neben der Punktwolke liegt und nach der Diskussion in Abschnitt 6.2.3 somit potentiell ein nicht-zufälliges Ergebnis sein sollte. Die Position des virtuellen Knotenpunktes liegt ähnlich zu den Daten von Anton et al. [Ant13] links neben der Punktwolke. Abbildungen 6.15 c) und d) zeigen wieder die Anpassungsparameter aus der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an die in a) abgebildeten

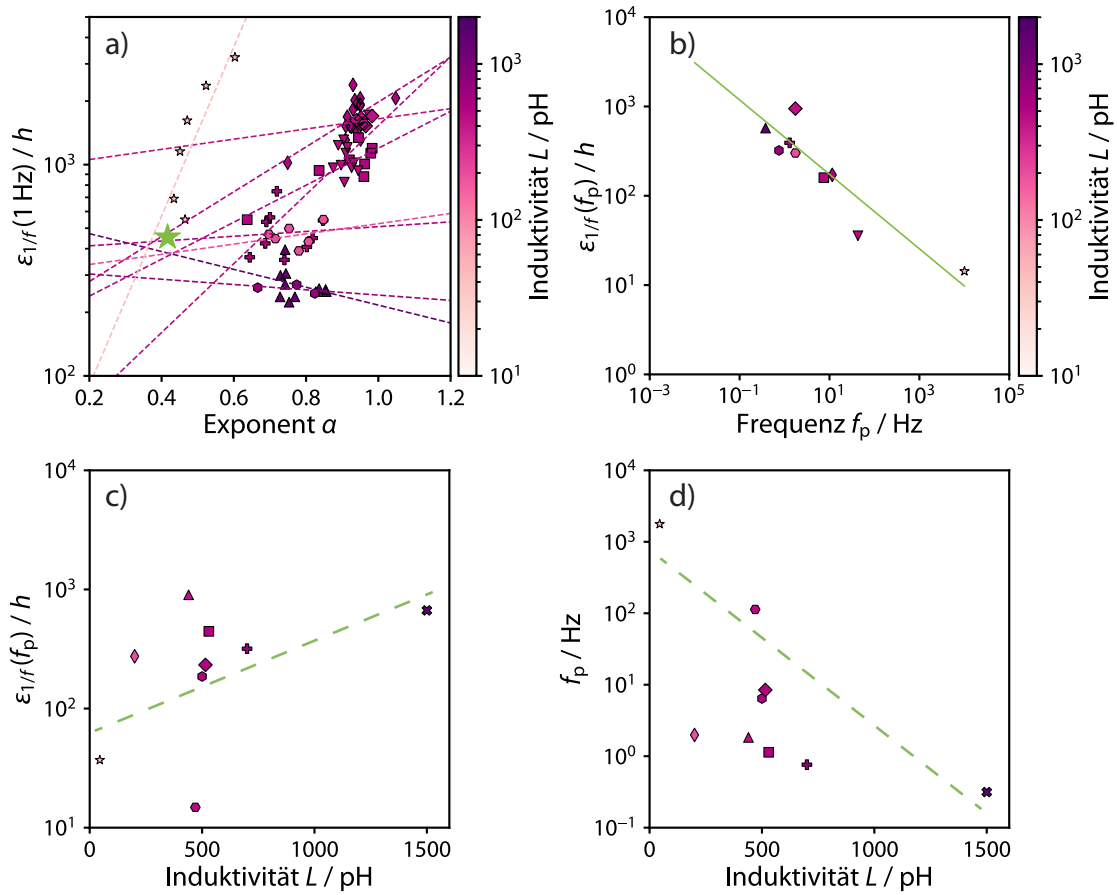


Abbildung 6.15: a) Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Werte der Induktivität der SQUID-Leiterschleife sind farblich codiert. Datenpunkte, die dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol präsentiert. Die gestrichelten Linien stellen die Ergebnisse einer numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an jeweils einen Datensatz dar. b) Die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz aufgetragen in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p selbst. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist wieder farblich dargestellt. Die grüne durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der numerischen Anpassung der Datenpunkte an die Gleichung (6.4) dar. Die hierbei ermittelten Anpassungsparameter spiegeln sich in a) als Koordinaten (m, a) des als grüner Stern markierten Kreuzungspunktes der verschiedenen Linien wieder. c) Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz und d) die Werte der Pivoting-Frequenz f_p aufgetragen jeweils in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. Die grünen durchgezogenen Linien sollen den Blick auf den tendentiellen Datenverlauf lenken. Die Daten stammen von Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] und wurden auf $T < 1 \text{ K}$ eingeschränkt.

Daten. Konkret ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz sowie die Pivoting-Frequenz f_p jeweils in Abhängigkeit von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife dargestellt. Ähnlich zu den oben diskutierten Daten aus [Ant13] ist eine leichte Tendenz zu erkennen, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz mit steigender Induktivität L ansteigt und die Pivoting-Frequenz f_p mit steigender Induktivität L abfällt. Die Tendenz ist allerdings schwächer ausgeprägt als im zuvor diskutierten Datensatz von [Ant13].

6.3.3 Fazit

In diesem Abschnitt wurden die innerhalb der vorliegenden Arbeit gemessenen und im Abschnitt 6.2 diskutierten Daten mit zwei Datensätzen aus der Literatur verglichen. Zunächst wurden Daten herangezogen, welche von Anton et al. [Ant13] veröffentlicht wurden. Danach wurden Daten diskutiert, die von Wellstood et al. stammen [Wel87, Wel88, Wel11]. Die drei verglichenen Datensätze zeigen einige tendenzielle Übereinstimmungen. In allen Fällen wurde eine Tendenz der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ gefunden, mit ansteigender Induktivität L der SQUID-Leiterschleife abzufallen. Des Weiteren tritt ein ausgeprägtes Pivoting-Verhalten, d.h. der monotone Anstieg der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ und des Exponenten α mit sinkender Temperatur T , tendenziell häufiger bei SQUIDs mit kleinen Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife auf. In diesen Fällen ist dementsprechend der Frequenzbereich, in dem sich die Frequenzspektren schneiden, enger um die Pivoting-Frequenz f_p eingegrenzt als bei den Datensätzen, die weniger ausgeprägtes Pivoting-Verhalten zeigen. Im Gegensatz zu den Daten von Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11], die lediglich einen Fall von explizitem Pivoting-Verhalten bei der niedrigsten Induktivität von $L = 45\text{ pH}$ enthalten, lässt sich ausgeprägtes Pivoting-Verhalten in den Daten von Anton et al. [Ant13] häufig beobachten. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass der Datensatz von Wellstood et al. insgesamt höhere SQUID-Induktivitäten aufweist als der von Anton et al. veröffentlichte Datensatz. Auch in dem Datensatz von Anton et al. besitzen die SQUIDs mit weniger prägnantem Pivoting-Verhalten Induktivitäten, die größer als $L = 80\text{ pH}$ sind. In den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten ist ausgeprägtes Pivoting auch für die SQUIDs mit den kleinsten SQUID-Induktivitäten zwischen $L = 10\text{ pH}$ und $L = 22\text{ pH}$ zu beobachten. Diese Tendenzen ließen sich durch die Existenz von zwei Rauschanteilen, deren spektrale Leistungsdichten sich zum Gesamtrauschen $S_{\text{ges}} = S_{\text{pivot}} + S_L$ addieren, erklären. Hierbei ist einerseits S_{pivot} ein kleiner induktivitätsunabhängiger Rauschbeitrag, der die Eigenschaft des Pivotings aufweist. Andererseits ist der Beitrag S_L proportional zur SQUID-Induktivität L und hat die Pivoting-Eigenschaft nicht. Sind beide Anteile für SQUIDs mit kleinen Induktivitäten der Leiterschleife unterhalb von $L \approx 50\text{ pH}$ vergleichbar groß, so enthält das resultierende Gesamtrauschen Pivoting-Verhalten. Mit

Datensatz	$m = \alpha$	$a = \varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})_{\alpha=m}$ (h)
diese Arbeit	$0,67 \pm 0,02$	214 ± 1
Anton et al. [Ant13]	$0,55 \pm 0,07$	72 ± 2
Anton et al. [Ant13] ohne Ausreißer	$0,2 \pm 0,08$	37 ± 1
Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11]	$0,42 \pm 0,08$	457 ± 2

Tabelle 6.1: Die sich durch eine numerische Anpassungen der Gleichung (6.4) an die Datenpunkte ergebenden Koordinaten des virtuellen Kreuzungspunktes für die Datensätze aus dieser Arbeit, sowie Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11].

steigender SQUID-Induktivität L dominiert der Summand S_L hingegen das Gesamttrauschen S_{ges} und die Pivoting-Eigenschaft wäre nicht beobachtbar. Wird das Gesamttrauschen S_{ges} zur Berechnung der Energiesensitivität $\varepsilon_{\text{ges}} = S_{\text{ges}}/(2L)$ durch die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife geteilt, ergeben sich wieder zwei Anteile. Der in der Auftragung der spektralen Leistungsdichte induktivitätsunabhängige Anteil $\varepsilon_{\text{pivot}} = S_{\text{pivot}}/(2L)$ ist nun proportional zu $1/L$, während der Anteil $\varepsilon_L = S_L/(2L)$ induktivitätsunabhängig ist. Damit ist die Energiesensitivität ε_{ges} für kleine Induktivitäten der SQUID-Leiterschleife größer als für große SQUID-Induktivitäten, was mit der experimentell gefundenen Tendenz übereinstimmt. In diesem Erklärungsansatz ist der induktivitätsunabhängige Beitrag S_{pivot} mit dem in Abschnitt 6.2.2 erwähnten zusätzlichen Rauschbeitrag $S_{\phi, \text{zus.}}$ zu identifizieren. Als Ursache für einen von der Induktivität L unabhängigen Anteil des Rauschens kommen beispielsweise Defekte in der Tunnelbarriere der Josephson-Kontakte in Frage. Ob diese Erklärung zutrifft, kann an dieser Stelle nicht ohne Weiteres festgestellt werden. Es ist hier lediglich möglich experimentelle Beobachtungen zusammenzufassen und mögliche phänomenologische Modelle aufzuzählen.

Neben den hier diskutierten Übereinstimmungen zwischen den Datensätzen aus dieser Arbeit, sowie von Anton et al. und Wellstood et al., konnte auch unterschiedliches Verhalten beobachtet werden. Die Rauschexponenten der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten fallen mit sinkender Induktivität leicht ab, was in den Datensätzen der Literatur nicht gefunden wurde. Generell könnten Unterschiede zwischen den betrachteten Datensätzen von verschiedenen Wertebereichen der Induktivität der SQUID-Leiterschleife sowie Unterschieden in der Josephson-Kontakt-Technologie herrühren. Zusätzlich ist zu beachten, dass die gemessenen SQUIDs aus unterschiedlichen Fabrikationsstätten stammen, wobei im Fall der Literaturdaten von Anton et al. sogar die Bauteile innerhalb des gesamten Datensatzes nicht in derselben Fabrikationsstätte gefertigt wurden. Den in Kapitel 7 diskutierten Ergebnissen zufolge kann dies zu systematischen Unterschieden im niederfrequenten Flussrauschen führen.

In allen Datensätzen wurde eine Korrelation zwischen den Anpassungsparametern $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p aus der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte gefunden. Wie in Abschnitt 6.2 diskutiert, ist zum derzeitigen Zeitpunkt nicht klar, ob die gefundene Korrelation ein Artefakt ist. Dies stellt womöglich eine neue Aufgabe dar, die mit weiteren experimentellen Untersuchungen oder Methoden der theoretischen Physik gelöst werden kann. Wie in Abschnitt 6.2 gezeigt wurde, sollte der virtuelle Kreuzungspunkt bei innerhalb eines Wertebereichs gleichverteilten Zufallsdaten im Schwerpunkt der Datenwolke liegen. Die hier diskutierten Messdaten aus der Literatur geben jedoch in beiden Fällen Grund zur Annahme, dass es sich um eine tatsächliche Korrelation handelt, da die Kreuzungspunkte hier jeweils deutlich am linken unteren Rand der Datenwolke zu finden sind. Für die hier analysierten realen Datensätze sind die aus den Messdaten bestimmten Koordinaten der virtuellen Kreuzungspunkte in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Hierbei ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ bei einem Rauschexponenten $\alpha = m$ für den Datensatz von Anton et al. am niedrigsten. Dies ist ein Anzeichen für potentiell besonders rauscharme SQUIDs in dieser Charge. Der Exponent des Kreuzungspunktes ist für die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten mit $m = 0,67$ größer als bei den anderen Datensätzen. Dies bedeutet, dass die Energiesensitivität a am Kreuzungspunkt mit ansteigender Frequenz f_p des Kreuzungspunktes stärker abfällt als bei den anderen Datensätzen.

Sollte der beschriebene Zusammenhang zwischen $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p real sein und sollte es möglich sein, Einfluss auf die Pivoting-Frequenz einer SQUID-Charge zu nehmen, eröffnet dies die Möglichkeit, direkt Einfluss auf das niederfrequente Flussrauschen der SQUIDs zu nehmen. So würde an dieser Stelle eine höhere Pivoting-Frequenz rauschärmere SQUIDs bedeuten. In Abbildung 6.16 ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz f_p für alle in diesem Kapitel bereits diskutierten Daten zusammen aufgetragen. Überdies wurden weitere im Rahmen dieser Arbeit gemessene Daten hinzugefügt, welche an im institutseigenen Reinraum gefertigten dc-SQUIDs sowie an von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) bereitgestellten dc-SQUIDs gemessen wurden. Es fällt auf, dass alle Daten recht gut aneinander anzuschließen scheinen, obwohl sich die Wertebereiche der unterschiedlichen Datengruppen stark unterscheiden. Dies könnte auf ein universelles Verhalten hindeuten. Zwar ergeben sich bei der numerischen Anpassung der Gleichung (6.4) an die Daten von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] allein unterschiedliche Ergebnisse als für den in Abbildung 6.16 gezeigten kompletten Datensatz. Jedoch liefert die Existenz der aus der Abbildung offenbar werdenden Korrelation verschiedenster Datensätze einen weiteren Hinweis darauf, dass der beobachtete Zusammenhang zwischen $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p kein Artefakt ist.

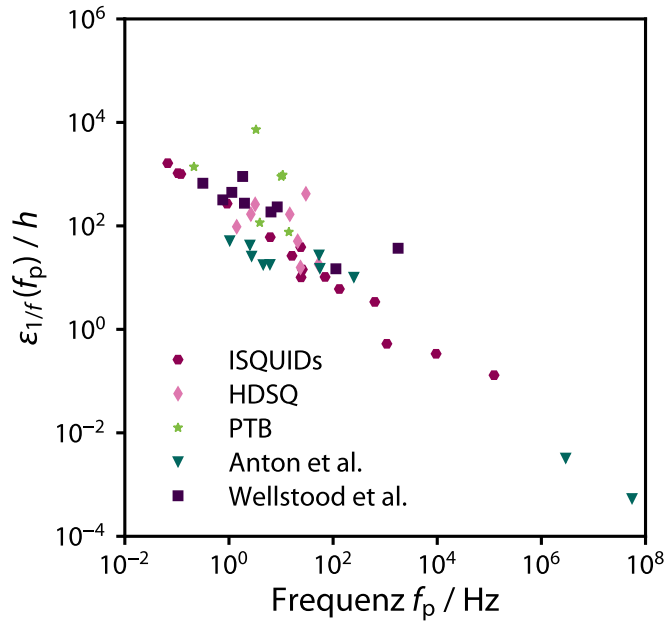


Abbildung 6.16: Der Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ in Abhängigkeit von der Pivoting-Frequenz f_p . Aufgetragen sind die in diesem Kapitel diskutierten Daten aus dieser Arbeit („ISQUIDs“), sowie die Daten von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11]. Außerdem sind weitere im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten unter Verwendung im institutseigenen Reinraum hergestellter SQUIDs („HDSQ“) sowie von der PTB bereitgestellter SQUIDs („PTB“) abgebildet.

6.4 Phänomenologische Beschreibung einer möglichen Induktivitäts-Abhängigkeit der Anpassungsparameter

Im Folgenden soll an eine Beobachtung angeknüpft werden, die bereits weiter oben im Text anhand der Abbildung 6.4 a) diskutiert wurde. Zum Vergleich mit den beiden Literaturdatensätzen sind in Abbildung 6.17 die Datensätze von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] in analoger Auftragung gezeigt. Die gemessenen Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ sind in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aufgetragen. Die Farbe der Datenpunkte symbolisiert wieder die Induktivität L der SQUID-Leiterschleife. In allen genannten Abbildungen existiert die Tendenz der Datenpunkte von SQUIDs mit niedrigen Induktivitäten, bei kleinen Rauschexponenten α und großen Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ zu liegen. Zudem ist zu beobachten, dass Datenpunkte, die von SQUIDs mit größeren Induktivitäten stammen, im Vergleich zu den SQUIDs mit kleinen Induktivitäten bei niedrigeren $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und leicht höheren α liegen. Diese Beobachtung gibt Anlass zu der Vermutung, dass der Wert der Energiesensitivität und des Rauschexponenten eines SQUIDs von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife anhängen könnte. Konkret könnte dabei die Pivoting-Frequenz f_p und die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ an der Pivoting-Frequenz eine Induktivitätsabhängigkeit aufweisen. Diese Hypothese ist durch die bereits anhand der Datensätze von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] in den Abbildungen 6.12 und 6.15 gezeigte Tendenz motiviert. Hier zeigt sich jeweils ein Trend der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ mit stei-

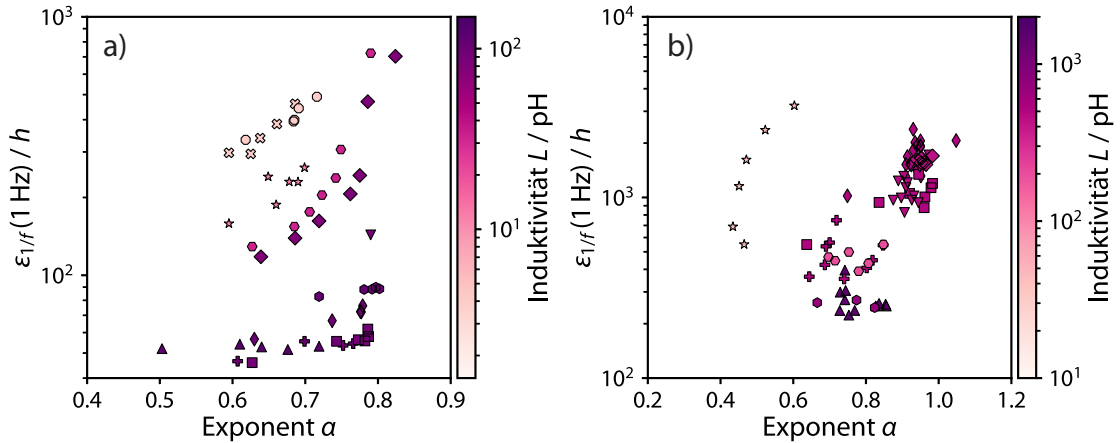


Abbildung 6.17: Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist farblich dargestellt. Datenpunkte, die innerhalb einer Grafik dasselbe SQUID betreffen, sind durch dasselbe Symbol präsentiert. Es werden zwei verschiedene Datensätze vergleichend nebeneinander dargestellt. Die Daten stammen von a) Anton et al. [Ant13] und b) Wellstod et al. [Wel87, Wel88, Wel11] und wurden auf den Temperaturbereich $T < 1\text{ K}$ eingeschränkt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Achsen in den beiden Grafiken a) und b).

gender Induktivität anzusteigen sowie der Pivoting-Frequenz f_p , mit ansteigender Induktivität abzufallen. In dem im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Datensatz sind diese Tendenzen nicht erkennbar. Im Folgenden möchte ich den Verlauf einer empirisch motivierten Funktion skizzieren, die dem Verlauf der als Farbe der Datenpunkte ausgeführten Induktivität der SQUID-Leiterschleife in einer Abbildung analog zu Abbildung 6.4 a) und Abbildung 6.17 entsprechen würde. Das dabei vorgestellte Szenario wird hier ohne eine theoretische Motivation und ohne Anspruch auf Vollständigkeit diskutiert. Als zugrundeliegender Datensatz wird dabei beispielhaft der Datensatz aus [Ant13] verwendet. Eventuell können die Ergebnisse dieses Abschnittes als Diskussionsgrundlage und Anregung für theoretische Überlegungen dienen.

Der Einfachheit halber wird an dieser Stelle angenommen, dass die Verteilung der Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ und des Rauschexponenten α in den Abbildungen 6.4 a) und 6.17 in monotoner Weise von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife abhängt. Ein simpler Ansatz ist, die bereits etablierte und in der Vergangenheit schon häufig verwendete Gleichung (5.3) dadurch zu modifizieren, dass die Pivoting-Frequenz f_p und der Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife L abhängen. In diesem Fall wird die Energiesensitivität

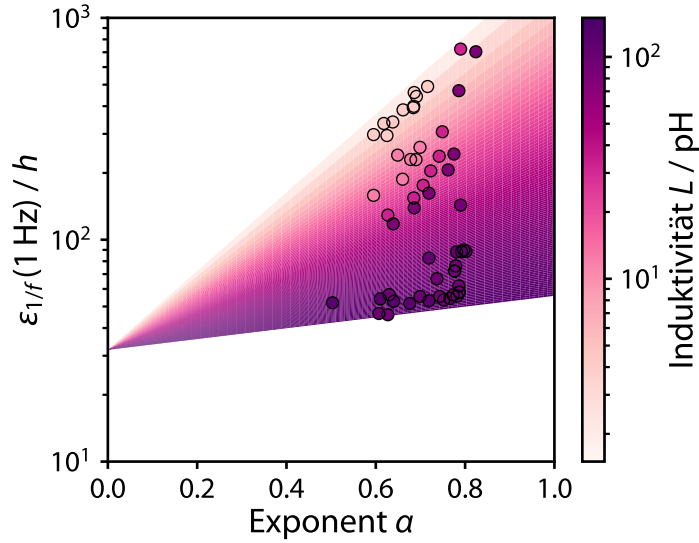


Abbildung 6.18: Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α . Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist als Füllfarbe der Symbole dargestellt. Die farbige Fläche im Hintergrund der Grafik stellt die Funktion (6.7) mit $f_p(L) = -5,5 \text{ Hz} + 82 \text{ Hz} \sqrt{\text{pH}} / \sqrt{L}$ und $\varepsilon_{1/f}(f_p) = 24,9 \text{ h}$ dar. Die Daten stammen von Anton et al. [Ant13] und wurden auf $T < 1 \text{ K}$ eingeschränkt.

bei der Auslesefrequenz f_r durch den Ausdruck

$$\varepsilon_{1/f}(f_r) = \varepsilon_{1/f}(f_p, L) \left(\frac{f_p(L)}{f_r} \right)^\alpha \quad (6.6)$$

beschrieben. Mit dem empirisch gefundenen Zusammenhang zwischen dem Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und der Pivoting-Frequenz f_p , der durch Gleichung (6.4) beschrieben wird, ergibt sich somit für die Energiesensitivität bei einer festen Auslesefrequenz f_r die Gleichung

$$\varepsilon_{1/f}(f_r) = a \left(\frac{f_p(L)}{f_r} \right)^{\alpha-m} . \quad (6.7)$$

Hierbei sind (m, a) wieder die Koordinaten des in Abschnitt 6.2.3 diskutierten virtuellen Kreuzungspunktes. Der genaue funktionale Verlauf der Gleichung (6.7) ist abhängig von der Funktion $f_p(L)$, zu deren Verlauf wir auch derzeit keinerlei Hinweis aus der Theorie haben. Aus den bisher diskutierten Daten von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] geht lediglich hervor, dass die Funktion $f_p(L)$ im betrachteten Wertebereich tendentiell mit steigender Induktivität abfällt.

In Abbildung 6.18 sind die Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für die Daten von Anton et al. [Ant13] zusammen mit einer Darstellung der Funktion (6.7) aufgetragen. Dabei wurde die unbekannte Funktion $f_p(L)$ beispielhaft durch die Funktion

$$f_p(L) = c_0 + \frac{c_1}{\sqrt{L}} \quad (6.8)$$

mit $c_0, c_1 \in \mathbb{R}$ repräsentiert. Durch eine numerische Anpassung der Gleichung (6.7) mit der Gleichung (6.8) an die Datenpunkte wurden die Parameter $c_0 = (-5,5 \pm 7,8)\text{Hz}$ und $c_1 = (82 \pm 91)\text{Hz}\sqrt{\text{pH}}$ berechnet, sowie die Koordinaten $m = (0 \pm 0,3)$ und $a = (32 \pm 31)h$ des Kreuzungspunktes aller Linien verschiedener Induktivitäten. Hierbei wurden die im Abschnitt 6.3.1 diskutierten vom Rest der Datenpunkte abweichenden Daten der SQUIDs mit einer Induktivität von $L = 33\text{pH}$ und 80pH von der numerischen Anpassung ausgeschlossen. Weiterhin wurde der mögliche Wertebereich des Parameters m auf positive Werte eingeschränkt. Für die numerische Anpassung wurde Gleichung (6.7) logarithmiert. Aus dem Vergleich der Füllfarbe der Datenpunkte mit dem farblichen Hintergrund wird ersichtlich, dass der generelle Trend der Funktion (6.7) dem der Datenpunkte entspricht. Da die errechneten Koordinaten des virtuellen Kreuzungspunktes und der Verlauf der Induktivität stark von der für den Zusammenhang $f_p(L)$ vorgeschlagenen Funktion abhängt, kann dies jedoch nicht mehr als eine Führung für das Auge und eventuell eine Diskussionsgrundlage für weitere Überlegungen darstellen.

6.5 Ausblick

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass der Verlauf der farbcodierten Induktivität bei Auftragung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α bei drei verschiedenen Datensätzen von SQUIDs, die sich hinsichtlich ihrer Geometrie und der verwendeten Materialien teils stark unterscheiden und in unterschiedlichen Arbeitsgruppen gemessen wurden, die gleiche Tendenz aufweist. Allerdings decken sich die Absolutwerte nicht, sodass es kein stimmiges Gesamtbild ergibt, alle Daten in einer Abbildung aufzutragen. Dies könnte durch die teils verschiedenen Materialien der SQUID-Leiterschleifen und Josephson-Kontaktbarrieren sowie weitere bisher unbekannte fabrikationsbedingte Unterschiede zwischen den SQUIDs der betrachteten Datensätze von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] und den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und gemessenen SQUIDs verursacht werden. Obwohl es mit den vorliegenden Daten im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, eine physikalische Größe zu benennen, die eindeutig von der Induktivität abhängt, wurden in den Datensätzen von Anton et al. [Ant13] und Wellstood et al. [Wel87, Wel88, Wel11] Hinweise auf eine Induktivitätsabhängigkeit der Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p gefunden. Außerdem wurde ein Modell erarbeitet, das den generellen Verlauf der Daten wiedergibt.

Sollte es gelingen, den Wertebereich der Induktivitäten der SQUIDs in der Experimentreihe auszudehnen, könnten Fragen beantwortet werden, die mit dem aktuellen Datensatz noch offen sind. Beispielsweise könnte sich dann anhand der Daten zeigen, ob sich bei der farbcodierten Auftragung der Induktivität L der SQUID-

Leiterschleife in der Darstellung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α eine Art Fächer bildet, oder ob die Linien gleicher Induktivität parallel liegen. Außerdem stellt sich die Frage, ob die Energiesensitivität mit steigender Induktivität immer weiter abnimmt, oder ob es eine Art untere Grenze gibt. Zusätzlich hätte die Herstellung von SQUIDs mit großer Induktivität dann auch praktische Relevanz. Ein SQUID mit einer sehr großen Induktivität hätte eine sehr niedrige Energiesensitivität bei 1 Hz, was experimentell von Vorteil sein kann. Bei diesem Vorhaben müsste allerdings beachtet werden, dass die Frequenz der fundamentalen SQUID-Resonanz $f_{\text{res}} = 1/(2\pi\sqrt{LC_J/2})$ von der Kapazität C_J eines Josephson-Kontaktes sowie von der Induktivität L der SQUID-Leiterschleife abhängt [Cla04]. Die Anregung der Resonanz durch die Josephson-Wechselströme mit der Josephson-Frequenz $f_J = f_{\text{res}}$ führt zu einer Deformierung der Strom-Spannungskennlinie [Zap78a, Zap78b, Gue79, Tuc80, Far81, Pat85, Enp85] bei der Resonanzspannung $U_{\text{res}} = f_{\text{res}}\Phi_0$. Das Auftreten der Resonanz stört die Leistungsfähigkeit eines SQUIDs, sofern die Deformierung der Strom-Spannungskennlinie innerhalb des für die Anwendung des SQUIDs relevanten Strom- und Spannungsbereichs liegt. Beispielsweise liegt die Resonanz für ein SQUID mit $C_J = 0,425\text{ pF}$ und einer Induktivität von $L = 100\text{ pH}$ bei Spannungen im Bereich von $U_{\text{res}} = 71\text{ }\mu\text{V}$, was eine praktische Nutzung des SQUIDs im Spannungsbetrieb problemlos zulässt. Im Gegensatz dazu beträgt die errechnete Spannung $U_{\text{res}} = 22\text{ }\mu\text{V}$ sofern die Induktivität auf $L = 1\text{ nH}$ erhöht wird. Dies könnte bereits zu Nutzungseinschränkungen durch das Auftreten der Resonanz führen.

Ein weiterer Grund dafür, dass die Induktivität eines SQUIDs nicht unendlich groß entworfen werden kann, ist das thermische Flussrauschen $S_{\phi,T} = k_B T L$. Dieses sollte für eine ungestörte Nutzung des SQUIDs vernachlässigbar gegenüber dem magnetischen Flussquant Φ_0 sein. Computersimulationen [Koe99] haben ergeben, dass die Einschränkung

$$L \leq \frac{L_{\text{th}}}{5} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi k_B T} \quad (6.9)$$

mit der thermischen Induktivität $L_{\text{th}} = \Phi_0^2/(4\pi k_B T)$ ausreicht, um eine Degradierung der erreichbaren Energiesensitivität zu vermeiden. Bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ sollte die Induktivität der SQUID-Leiterschleife demnach nicht größer als 1 nH sein. Diese Grenze verschiebt sich mit sinkenden Betriebstemperaturen zu größeren Induktivitäten hin. Für Betriebstemperaturen von $T = 200\text{ mK}$ ergibt sich bereits eine maximale Induktivität von 25 nH . In unserem Fall allerdings ist die Induktivität L dadurch limitiert, dass die kritische Stromdichte j_c durch den Prozess festgelegt ist und es produktionsbedingt eine untere Grenze für die Fläche A_{JJ} der Josephson-Kontakte gibt. Unter der Annahme, dass der Hystereseparameter $\beta_L \leq 1$ ist, beträgt die maximale Induktivität

$$L \leq \frac{\Phi_0}{2I_0} = \frac{\Phi_0}{2j_{cA_{JJ}}} \quad (6.10)$$

Für die aktuell kleinsten im institutseigenen Reinraum herstellbaren Fenstertyp-Josephson-Kontakte mit einer Fläche von $A_{JJ,w} = 16 \mu\text{m}^2$ und mit der kritischen Stromdichte von $j_c = 0,3 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$ ergibt sich damit eine Höchstgrenze für die Induktivität von $L_{\text{max}} = 215 \text{ pH}$. Die aus praktischen Gründen derart gewählte kritische Stromdichte könnte für einen separaten Satz an eigens für diese Fragestellung gefertigten SQUIDs angepasst werden, indem das Produkt aus Oxidationsdruck und -zeit erhöht wird.

Sollte es gelingen, SQUIDs mit kleineren Kontakten herzustellen, beispielsweise durch das Verwenden von Crosstype-Josephson-Kontakten [Bau22], wären auch SQUIDs mit größeren Induktivitäten bei gleichbleibender kritischer Stromdichte praktisch herstellbar. Die bis dato kleinsten im institutseigenen Reinraum herstellbaren Cross-type-Josephson-Kontakte besitzen eine Fläche von $A_{JJ,c} = 1 \mu\text{m}^2$. Da somit der kritische Strom eines Kontaktes um den Faktor 16 verringert werden könnte, sind entsprechend höhere Induktivitäten möglich. Bei der aktuellen kritischen Stromdichte von $j_c = 0,3 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$ entspricht das einer neuen Höchstgrenze der Induktivität von $3,4 \text{ nH}$. Ein weiterer Vorteil der Nutzung von Josephson-Kontakten mit einer geringeren Fläche ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz f_{res} der fundamentalen SQUID-Resonanz zu höheren Frequenzen hin. Dadurch liegt die Resonanzspannung U_{res} für dieselben Werte der SQUID-Induktivität L bei höheren Spannungen und somit möglicherweise wieder außerhalb des für die praktische Anwendung interessanten Spannungsbereichs. Die durch das thermische Flussrauschen gegebene obere Grenze von 1 nH bei $T = 4,2 \text{ K}$ gilt hierbei jedoch weiterhin als limitierender Faktor die Energiesensitivität betreffend. Insgesamt könnte die Induktivitätsreihe in einer Weiterführung des Experiments so in dem Induktivitätsbereich zwischen 200 pH und 1 nH erweitert werden.

7. Herstellungs-induziertes niederfrequentes Zusatzflussrauschen

In dem vorangegangenen Kapitel 6 wurden miteinander scheinbar unvereinbare Datensätze des niederfrequenten Flussrauschens von SQUIDs, die aus verschiedenen Arbeitsgruppen stammen, diskutiert. Andererseits gibt es Anzeichen für systematische Tendenzen des niederfrequenten Flussrauschens innerhalb der jeweiligen Datensätze, die aus derselben Fabrikationsstätte stammen. Daher scheint die Beeinflussung des niederfrequenten Flussrauschens in dc-SQUIDs durch versteckte beziehungsweise bisher unentdeckte fabrikationsbedingte Prozessdetails nicht ausgeschlossen. Ein Beispiel hierfür bilden die in Abbildung 7.1 hervorgehobenen Datenpunkte der Gruppen A1 und A2. Dargestellt ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für verschiedene SQUID-Arrays aus Niob. Die Datenwolken A1 und A2 liegen weit oberhalb des restlichen Datensatzes und zeigen im Gegensatz zu den restlichen kein Pivoting. Der Wertebereich, in dem sich der Exponent α bewegt, ist auffällig klein und liegt ungefähr bei $\alpha = 0,8$ bis $0,9$. Aus der Abbildung 5.2 a) wissen wir, dass die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte des niederfrequenten Exzessflussrauschens dieser Datenpunkte knapp zehnmal größer ist als die der restlichen Daten des gesamten Datensatzes. Umgerechnet auf die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ liegen die Datenpunkte dieser beiden Datenwolken um Größenordnungen über dem Wert der restlichen Daten. Dabei basieren die SQUIDs der Gruppe A1 und A2 auf denselben Entwurfzeichnungen und wurden im gleichen Reinraum hergestellt wie die mit „HD“ gekennzeichneten SQUIDs der Gruppen A3 bis A6. Bei näherer Betrachtung stellt sich heraus, dass der einzige Unterschied zwischen den SQUIDs, die zur Aufnahme dieser Datenpunkte verwendet wurden, und unseren rauscharmen SQUIDs die Sputteranlage war, in der die isolierende SiO_2 -Schicht gesputtert wurde.

Im vorliegenden Kapitel wird die Beeinflussung des niederfrequenten magnetischen Flussrauschens im institutseigenen Reinraum hergestellter dc-SQUIDs durch fabrikationsbedingte Ursachen diskutiert. Anschließend werden Maßnahmen zur Unterdrückung dieses Effektes beschrieben, welche bauliche Veränderungen an den Sputterquellen beinhalten. In diesem Zusammenhang wird die Geometrie einer Sputterquelle wie vom Hersteller geliefert als Originalkonfiguration bezeichnet, um sie von den im Rahmen dieser Arbeit vom technischen Personal des Reinraums modifizierten Geometrien derselben Sputterquellen zu unterscheiden. Zu der Zeit der experimentellen Phase der vorliegenden Arbeit wurde mit insgesamt zwei Sputteranlagen gearbeitet. Zum einen ist ein System der Firma DCA Instruments verfügbar, das über die gesamte Dauer der Nutzung mit der mitgelieferten Sputterquelle betrieben wurde.

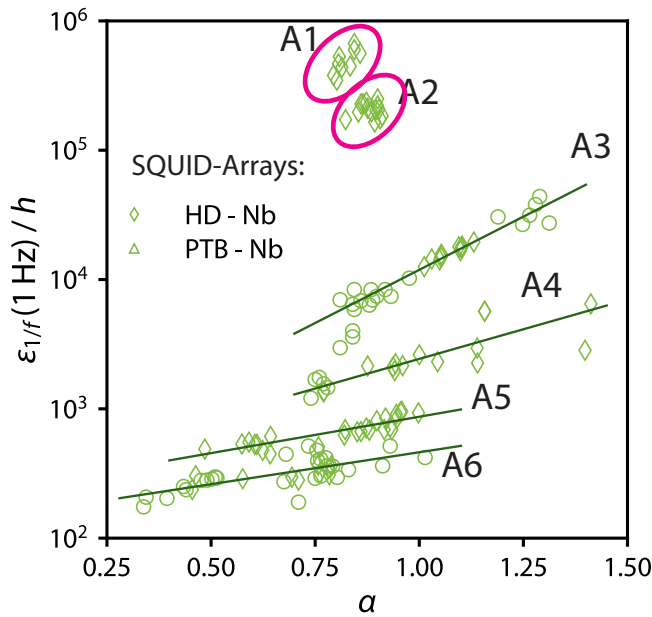


Abbildung 7.1: Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Rauschexponenten α diverser aus Nb gefertigter SQUID-Arrays aus dieser Arbeit und der PTB. Die durchgezogenen Linien sollen das Augenmerk auf die Gruppierung der Datenpunkte lenken. Zur besseren Übersicht wurden die Gruppen mit den Namen A1 bis A6 benannt. Die Gruppen A1 und A2 sind hervorgehoben, da die Amplitude der Datenpunkte die der restlichen übersteigt und außerdem kein Pivoting erkennbar ist.

Hier wurden im Laufe der Zeit einige Modifikationen an der Sputterquelle vorgenommen, um ihre Eigenschaften zu optimieren. Zum anderen steht eine Sputteranlage der Firma Alcatel zur Verfügung, die zunächst mit einer 6 Zoll Sputterquelle bestückt war. Im Verlauf der experimentellen Phasen dieser Arbeit wurde diese zunächst durch eine 2 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Kurt J. Lesker Company¹ ersetzt. Diese wurde später durch eine 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker ausgetauscht. Auch an den Sputterquellen der Firma Lesker wurden im Rahmen der Optimierung einige Modifikationen vorgenommen.

In Abbildung 7.2 a) ist das Rauschspektrum eines der SQUIDs mit erhöhtem niederfrequenten Rauschanteil aus der Gruppe A2 in Abbildung 7.1 im Vergleich zu einem typischen Rauschspektrum aus der Gruppe A6 mit geringem $1/f$ -artigen Rauschanteil dargestellt. Das Spektrum aus der Gruppe A2 weist eine Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte von $\sqrt{S_{\text{weiß}}} = 0,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ im frequenzunabhängigen Bereich und $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})} = 30,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ im $1/f$ -artigen Bereich auf. Das entsprechende SQUID wurde mit SiO_2 aus der Sputteranlage der Firma DCA hergestellt. Das zum Vergleich herangezogene Spektrum eines SQUIDs aus der Gruppe A6 mit SiO_2 aus der Sputteranlage der Firma Alcatel hat mit $\sqrt{S_{\text{weiß}}} = 0,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ ein ähnliches Rauschniveau im weißen Bereich, ist jedoch im niederfrequenten Bereich mit einer Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte von $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(1 \text{ Hz})} = 1,1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ um mehr als einen Faktor 30 kleiner. Die Anpassungsparameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p der entsprechenden Datensätze sind in Abbildung 7.2 b) zusammen mit den bereits in Abbildung 6.16 gezeigten Daten als pinke Rauten dargestellt. Der tendentielle Ver-

¹Kurt J. Lesker Company GmbH, Fritz-Schreiter-Str. 18, 01259 Dresden, Deutschland

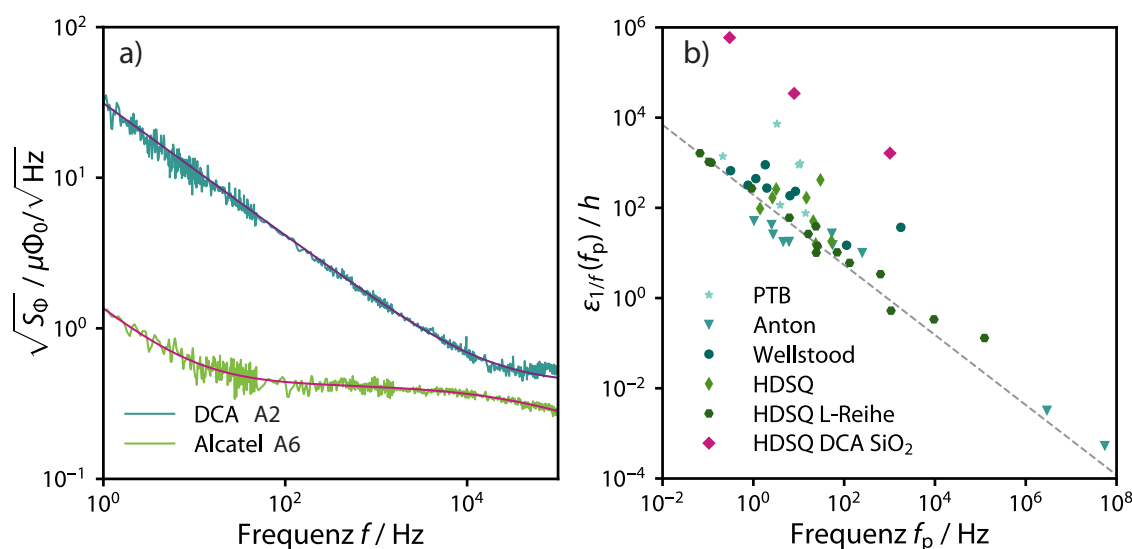


Abbildung 7.2: a) Vergleichende Darstellung der Rauschspektren zweier SQUIDs, welche mit SiO₂ aus unterschiedlichen Sputteranlagen gefertigt wurden. b) Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ in Abhängigkeit von der Pivoting-Frequenz f_p . In blau und grün aufgetragen sind alle Daten, die im vorangegangenen Kapitel bereits diskutiert wurden. Darüber hinaus sind weitere selbstgemessene Daten unter Verwendung im institutseigenen Reinraum hergestellter SQUIDs und von der PTB bereitgestellter SQUIDs in blau und grün dargestellt. Die durch pinke Rauten gekennzeichneten Datenpunkte stammen von SQUIDs aus dem institutseigenen Reinraum, welche mit SiO₂ aus der DCA-Sputteranlage hergestellt wurden. Die gestrichelte Linie soll das Augenmerk auf den Wertebereich lenken, in dem sich blaue und grüne Symbole häufen. Die pinken Rauten heben sich hiervon deutlich ab.

lauf der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ bei der Pivoting-Frequenz in Abhängigkeit der Pivoting-Frequenz selbst ähnelt dem bereits in Abschnitt 6.3.3 diskutierten Verlauf. Allerdings sind die Absolutwerte für $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ gegenüber den in Abschnitt 6.3.3 diskutierten Werten um mehr als zwei Größenordnungen erhöht und heben sich somit deutlich von den restlichen Datenpunkten ab.

Die ersten Hinweise auf die Abhängigkeit der Rauschamplitude von der im Rahmen der Dünnschichttechnik zur Abscheidung der Materialschichten verwendeten Sputteranlage stammen aus [Dru11]. Hierin wird berichtet, dass SQUIDs, die eine Materiallage (Nb oder SiO₂) aus einer bestimmten Sputteranlage erhalten hatten, ein signifikant erhöhtes niederfrequentes Flussrauschen aufweisen. Bauteile, die zwei Lagen aus der entsprechenden Anlage erhalten hatten, weisen eine noch weiter erhöhte Amplitude des $1/f$ -artigen Rauschens auf. Dies legt die Vermutung nahe, dass es hinsichtlich des niederfrequenten Exzessflussrauschens „gute“ und „schlechte“ Sputteranlagen zu geben scheint, welche offenbar auf den ersten Blick dieselben Aufga-

ben korrekt erfüllen, jedoch verschiedene Resultate hinsichtlich der magnetischen Eigenschaften auf den Bauteilen erzielen. Daher stellt sich die Frage, welcher subtile Unterschied die Qualität der abgeschiedenen Schichten hinsichtlich des $1/f$ -artigen Rauschens der damit gefertigten Bauteile ausmacht. Außerdem muss geklärt werden, nach welchen Kriterien eine Sputteranlage ausgewählt oder modifiziert werden sollte, um Materialschichten mit optimalen Eigenschaften zu erhalten.

7.1 Aufbau und Funktionsweise der verwendeten Sputterkanonen

Um die für die nachfolgende Diskussion nötigen Grundlagen zu schaffen, sollen an dieser Stelle zunächst Aufbau und Funktionsweise einer Sputterkanone erläutert werden. Das durch Beschuss mit hochenergetischen Teilchen oder Ionen induzierte Herauslösen von Atomen und Atomclustern aus einer Materialoberfläche bezeichnet man als Kathodenzerstäuben oder auch Sputtern [Gud20]. Dieses Phänomen wird im Rahmen der Dünnschichttechnik zum Abscheiden dünner Schichten auf einem geeigneten Substrat genutzt. Die Sputterdeposition ist neben dem Aufdampfen eine der derzeit wichtigsten und im Forschungsbereich meistgenutzten physikalischen Gasphasenabscheidungsmethoden (PVD aus dem englischen: „physical vapor deposition“), um Materialien in dünnen Schichten auf Substrate aufzubringen.

Dazu wird in einer Vakuumkammer mittels eines inerten Arbeitsgases, beispielsweise Argon, ein Niederdruckplasma erzeugt, was in einer anormalen Glimmentladung resultiert. An der Kathode, welche das Target aus dem zu sputternden Material beherbergt, liegt je nach Bauart eine negative Spannung von einigen hundert bis tausend Volt an. Die Anode der elektronischen Anordnung wird durch die Wände der Vakuumkammer und den Substrathalter dargestellt und ist mit dem Erdungspotential leitend verbunden. Dies führt dazu, dass positive Ionen aus dem Plasma in Richtung der Kathode beschleunigt werden und dort Targetmaterial abtragen, welches sich in der Kammer verteilt und auf den Oberflächen abscheidet. Das Substrat befindet sich üblicherweise in einem Abstand von einigen cm zum Target und wird während der Sputterdeposition mit dem Targetmaterial beschichtet.

Abhängig von der Gasdichte in der Kammer weisen die aus dem Target herausgeschlagenen Partikel eine freie Weglänge auf, die größer oder kleiner als der Abstand des Targets vom Substrat ist. Im ersteren Falle breiten sich die Teilchen auf einer direkten Fluglinie aus, wohingegen die Ausbreitung der Targetpartikel im Grenzfall einer kleinen freien Weglänge ein diffusiver Prozess ist. Besteht das Target aus einer Verbindung zweier Elemente, können sich die Sputterraten der beiden Elemente unter Umständen stark unterscheiden. Bei der Verbindung von Silizium und Sauer-

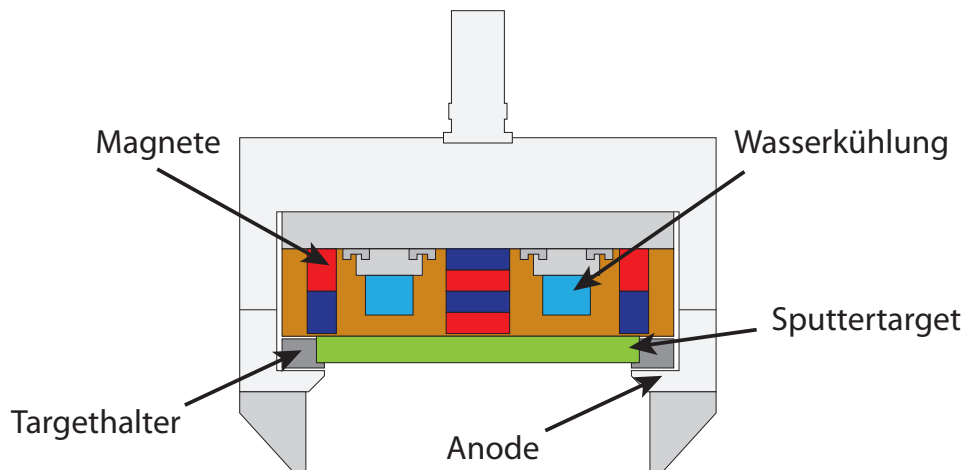


Abbildung 7.3: Schematische Zeichnung der verwendeten Sputterkanone der DCA-Sputteranlage. Das vom Targethalter in seiner Position fixierte Sputtertarget ist in grün dargestellt. Die als Anode bezeichnete ringförmige Abdeckung bildet den elektrischen Gegenpol zum Target, das als Kathode dient. Durch den geringen Abstand zwischen der Anode und dem Targethalter soll verhindert werden, dass das Plasma innerhalb des Dunkelraums am Targethalter brennt. Die Wasserkühlung ist in hellem blau angedeutet. Die als Magnetron ausgeführte Sputterkanone ist mit stabförmigen Dauermagneten ausgestattet, welche in blau/rot dargestellt sind.

stoff beispielsweise besitzt die abgeschiedene Schicht einen geringeren Sauerstoffanteil als das Targetmaterial. Daher muss bei der Sputterdeposition von Siliziumoxid dem Arbeitgas während des Sputtervorgangs Sauerstoffgas beigemischt werden, um stöchiometrisch korrekte Schichten zu erhalten. Es ist auch möglich, Verbindungen aus Feststoffen und flüchtigen Elementen direkt mittels reaktiver Sputterdeposition aufzubringen. Auch hierbei befindet sich außer dem inerten Arbeitgas ein reaktives Gas wie beispielsweise Sauerstoff oder Stickstoff in der Kammer. Dieses reagiert mit dem elementaren Targetmaterial zu einer chemischen Verbindung, welche die abgeschiedene Schicht bildet.

Ist das Targetmaterial nichtleitend, so ist das Anlegen einer Gleichspannung allein nicht ausreichend, um den Sputterdepositionsprozess effektiv aufrecht zu erhalten. In diesem Fall wird üblicherweise eine hochfrequente Wechselspannung mit einer Frequenz von $f_{rf1} = 13,56 \text{ MHz}$ oder $f_{rf2} = 27,12 \text{ MHz}$ gemäß des ISM²-Standards angelegt. Hierdurch wird eine dauerhafte elektrische Aufladung des nichtleitenden Targets vermieden, wodurch der Sputterprozess fortlaufend stattfinden kann. In Abbildung

²ISM steht hier für „industrial, scientific, medical“, und bezieht sich auf die Anwendungsgebiete in Industrie, Wissenschaft und Medizin, für die die genannten Frequenzen offiziell zur Nutzung freigegeben sind.

7.3 ist eine schematische Zeichnung einer der 6 Sputterkanonen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Sputteranlage der Firma DCA-Instruments zu sehen. Es handelt sich hierbei um ein sogenanntes sputter-down System, bei dem die Kanone hängend angebracht ist und der Materialübertrag von oben nach unten verläuft. Da die Bewegung des Targetmaterials während des Sputterprozesses nicht auf die Schwerkraft angewiesen ist, ist es grundsätzlich auch möglich, in umgekehrter Richtung zu sputtern. Das in grün dargestellte Sputtertarget wird durch den Targethalter fixiert. Um ein Abtragen des Halterings oder anderer Komponenten der Sputterquelle zu vermeiden, besitzt die Sputterkanone eine Abschirmung, die mit der Anode leitend verbunden ist. Verglichen mit dem Aufdampfen läuft der Sputterprozess bei sehr viel niedrigeren Temperaturen ab. Daher können sowohl hochschmelzende Materialien sowie Kunststoffe gut zerstäubt werden. Die zum Abtransport der durch die Stoßprozesse entstehenden Abwärme dienende Wasserkühlung ist in blau dargestellt. Zur Erhöhung der Plasmadichte um einige Größenordnungen besitzt die Kanone hinter dem Target eine Anordnung stabförmiger Dauermagneten. Hierbei befindet sich ein Magnet in der Mitte der Kanone und wird von weiteren Magneten mit umgekehrter Polung ringförmig umschlossen. Dies führt dazu, dass die im Plasma enthaltenen Elektronen auf Spiralbahnen gezwungen werden und somit längere Zeit zur Ionisation weiterer Gasatome zur Verfügung stehen. Außerdem begrenzt die Anordnung des Magnetfeldes mit dem elektrischen Feld den Raum, in dem sich die Elektronen hauptsächlich aufhalten, auf eine Region nahe des Targets. Durch die daraus resultierende Effizienzsteigerung der Ionisationsprozesse und die damit einhergehende zuverlässigere Aufrechterhaltung des Plasmas, kann der Gasdruck gegenüber dem einfachen Diodensputtern stark verringert werden. Dies resultiert in der Vergrößerung der freien Weglänge der gesputterten Targetpartikel, wodurch sich eine höhere Sputterrate ergibt. Je nach Anordnung der Magnete wird zusätzlich das Aufwärmen des Substrats durch Elektronenbeschuss verhindert. Der hauptsächliche Nachteil der sogenannten Magnetron-sputterdeposition ist die ungleichmäßige Abtragung des Targets in Form einer kreisrunden Bahn, was die Lebensdauer eines Targets und den Anteil des genutzten Materials am Ende der Lebensdauer vermindert.

7.2 Messung der Magnetisierung von Testfolien

Die Magnetisierung \mathbf{M} eines Materials ist definiert als das magnetische Moment pro Einheitsvolumen. Innerhalb eines magnetischen Materials ist die magnetische Flussdichte

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (7.1)$$

über die magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ und die Magnetisierung \mathbf{M} mit der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} verknüpft. In paramagnetischen Materialien

kann der Temperaturverlauf der Magnetisierung

$$M(T) = C_k g_J \mu_B J \mathcal{B}(h) \quad (7.2)$$

interaktionsfreier magnetischer Momente in Richtung des äußeren Magnetfeldes mit Hilfe der Brillouin-Funktion

$$\mathcal{B}(h) = \frac{2J+1}{2J} \coth \left[\frac{(2J+1)}{2J} h \right] - \frac{1}{2J} \coth \left(\frac{h}{2J} \right) \quad (7.3)$$

in Abhängigkeit der temperaturabhängigen Funktion

$$h(T) = g_J \mu_B J B / (k_B T) \quad (7.4)$$

beschrieben werden. Hierbei ist $C_k = N_k/V$ die Anzahldichte der magnetischen Momente mit der Teilchenanzahl N_k der Spezies k und dem Volumen V . Weiter ist g_J der Landé-Faktor, $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$ das Bohrsche Magneton, J der quantenmechanische Gesamtdrehimpuls und B der Betrag der magnetischen Flussdichte des äußeren Magnetfeldes.

Für die Herstellung unserer mikroelektronischen Bauteile sind einige dezidierte Materialien, die durch Sputterdeposition auf das Substrat aufgebracht werden, relevant. Die Liste umfasst Nb, Al, AuPd und SiO₂. Um die magnetischen Eigenschaften der abgeschiedenen Schichten zu charakterisieren, wurde der Temperaturverlauf der Magnetisierung von eigens dazu hergestellten Testfolien in einem Messsystem für magnetische Eigenschaften MPMS XL der Firma Quantum Design³ experimentell bestimmt. Dazu wurde ein Silizium-Substrat vollflächig mit Fotolack beschichtet und mit einer einige 100 nm dicken Schicht des gewünschten Materials besputtert. Die fertige Folie wurde daraufhin mit Hilfe des Lösemittels N, N-Dimethylformamid (DMF) vom Substrat gelöst. Die abgelöste Folie wurde getrocknet und gefaltet als Probe in das MPMS eingesetzt. Da SiO₂ eine brüchige Konsistenz aufweist, wurde für die SiO₂-Testfolien auf dem belackten Substrat unter- und oberhalb der SiO₂-Schicht eine 500 nm dicke Goldschicht aufgebracht. Die Grenzflächen zwischen SiO₂ und Au sind jeweils mit einer wenige nm dicken Schicht aus Al oder Nb als Haftvermittler versehen. Aus prozesstechnischen Gründen variieren die Schichtdicken der SiO₂-Schichten hierbei je nach Probe zwischen 90 nm und 300 nm.

In Abbildung 7.4 a) ist der bei einer magnetischen Flussdichte von 1 T gemessene Temperaturverlauf der Magnetisierung einer Aluminium-Folie und einer Gold-Palladium-Folie dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils eine numerische Anpassung der Gleichung (7.2) mit festgelegten Werten für J und g_J an die Datenpunkte dar. Der Verlauf der Magnetisierung in a) entspricht beispielsweise der eines Materials mit einzelnen nichtinteragierenden Spins mit $J = 4$ und $g_J = 2$ sehr

³Quantum Design GmbH, Im Tiefen See 58, 64293 Darmstadt, Deutschland

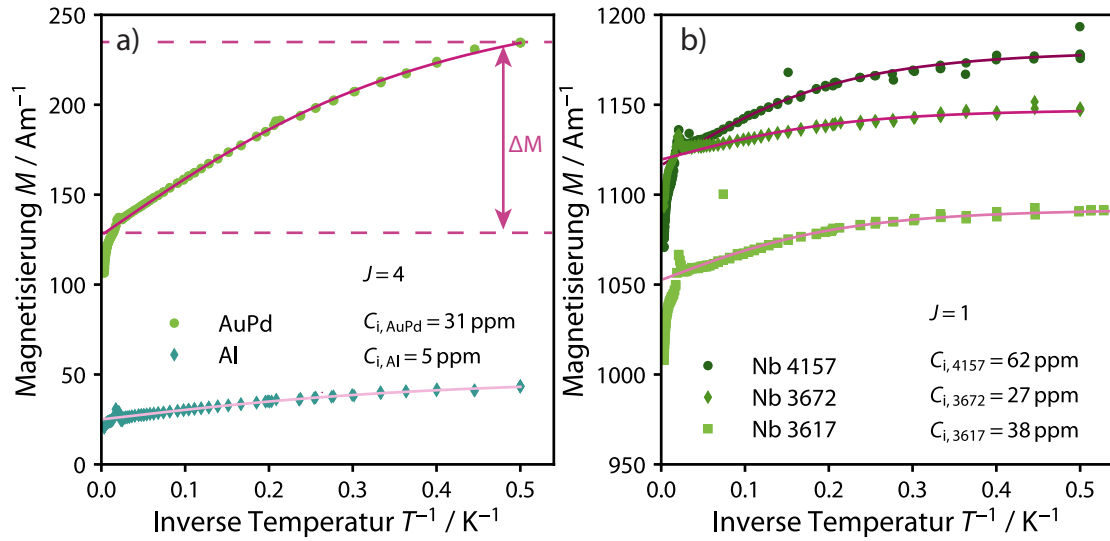


Abbildung 7.4: Magnetisierung in Abhängigkeit der inversen Temperatur $M(T^{-1})$ a) einer Aluminium-Folie und einer Gold-Palladium-Folie, die in einem Magnetfeld mit einer Flussdichte von $B = 1 \text{ T}$ gemessen wurden. Zum Vergleich zeigt b) den Verlauf der Magnetisierung dreier Niob-Folien verschiedener Targets in Abhängigkeit der inversen Temperatur, welche jeweils bei 5 T gemessen wurden. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils eine numerische Anpassung der Gleichung (7.3) mit den festgelegten Parametern $g_J = 2$ und a) $J = 4$ beziehungsweise b) $J = 1$ dar. Alle Folien wurden mit Hilfe der jeweiligen Sputterquelle in Originalkonfiguration in der DCA-Sputteranlage hergestellt.

gut. Die scheinbare Konzentration der einzelnen Spins (impurities i) beträgt bei der Al-Probe $C_{i,\text{Al}} = 5 \text{ ppm}$ und für die AuPd-Probe $C_{i,\text{AuPd}} = 31 \text{ ppm}$. Die absolute Magnetisierungsänderung über dem gesamten betrachteten Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 2 K beträgt für die Al-Probe ungefähr $\Delta M_{\text{Al}} = 20 \text{ A/m}$ und für die AuPd-Probe $\Delta M_{\text{AuPd}} = 110 \text{ A/m}$. Der Versatz der Kurven in y -Richtung könnte beispielsweise durch eine diamagnetische Komponente in der Probe entstehen. In Analogie dazu ist in Abbildung 7.4 b) die Magnetisierung dreier Nb-Folien, die in einem Magnetfeld mit einer Flussdichte von $B = 5 \text{ T}$ gemessen wurde, in Abhängigkeit der inversen Temperatur aufgetragen. Zur Charakterisierung seiner magnetischen Eigenschaften wird jedes neue Nb-Target mit der zuvor beschriebenen Methode untersucht. Innerhalb des Zeitraums, der im Rahmen dieser Arbeit abgedeckt wurde, waren insgesamt drei unterschiedliche Nb-Targets aktiv an der SQUID-Herstellung beteiligt. Von jedem dieser Nb-Targets wurde eine Testfolie hergestellt, deren Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt wurde. Die korrespondierenden Sputtervorgänge tragen die Nummern Nb 3617, Nb 3672, und Nb 4157. Die Sputtervorgänge einer Sputteranlage werden zur Dokumentation fortlaufend nummeriert und besitzen hier jeweils eine vierstellige Identifikationsnummer,

mit der sie auch innerhalb dieser Arbeit bezeichnet werden. Daher ist der zeitliche Verlauf der Geschehnisse anhand der Identifikationsnummern rekonstruierbar. Zusätzlich zu den Datenpunkten eines Datensatzes ist in Abbildung 7.4 b) jeweils eine durchgezogene Linie eingezeichnet, welche eine numerische Anpassung der Gleichung (7.2) mit $J = 1$ und $g_J = 2$ an die Datenpunkte beschreibt. Die dadurch bestimmte äquivalente Konzentration liegt zwischen $C_{i,3672} = 27$ ppm und $C_{i,4157} = 62$ ppm bei einem Gesamthub der Magnetisierung von $\Delta M_{\text{Nb}} = 30$ A/m bis 50 A/m im Temperaturbereich zwischen 50 K und 2 K. Der bei derartigen Messungen gelegentlich bei einer Temperatur zwischen $T = 42$ K und 62 K auftretende Peak stammt möglicherweise vom para-antiferromagnetischen β - γ -Phasenübergang in der gefalteten Probe eingeschlossenen Sauerstoffs, der laut [Kan54, Uye85] bei einer Temperatur von $T_{\beta-\gamma} = 43,8$ K stattfindet. Eine weitere denkbare Erklärung für das Auftreten des Sauerstoff-Peaks ist ein Leck in der Vakuum-Apparatur oder auch eine nicht korrekte Bedienungsweise des MPMS. Für die numerischen Anpassungen wurde der Datenbereich, der den Peak enthält, ausgespart. Obwohl nicht auszuschließen ist, dass ein Anteil des von uns beobachteten niederfrequenten Flussrauschens in dc-SQUIDs von Verunreinigungen im Zusammenhang mit den bisher diskutierten Materialien stammt, konnte bisher kein größeres Problem mit den Schichten aus Al, AuPd und Nb festgestellt werden. Im Gegensatz dazu steht das SiO_2 , das wir als isolierendes Material bei der Herstellung unserer dc-SQUIDs verwenden und auf das im folgenden Abschnitt separat eingegangen wird.

7.3 Identifizierung des Problems

Die Reinheit einer auf ein Substrat aufgetragenen Materialschicht hängt zunächst von der Qualität des Ausgangsmaterials ab. Sputtertargets aus stöchiometrisch korrektem Siliziumdioxid mit einem hohen Reinheitsgrad bis hin zu 99,995 sind kommerziell erhältlich. In Abbildung 7.5 ist die Magnetisierung eines Bruchstücks des SiO_2 -Targets der ursprünglichen 6 Zoll-Sputterkanone aufgetragen gegenüber der inversen Temperatur. Das Target wurde eigens für diese Messung nach dem Ende der Nutzungszeit vorsätzlich zerbrochen. Die Magnetisierungsänderung im gesamten Temperaturbereich beträgt nicht mehr als $\Delta M = 1,15$ Am⁻¹. Die durchgezogene Linie stellt eine numerische Anpassung der Gleichung (7.2) mit $J = 4$ und $g_J = 2$ an die Datenpunkte dar. Daraus resultiert eine scheinbare Konzentration an Verunreinigungen von $C_{i,\text{SiO}_2} = 0,3$ ppm. Die in einer analogen Messung festgestellte Magnetisierungsänderung und Konzentration an Verunreinigungen mittels Sputterdeposition hergestellter Proben übersteigt allerdings die des reinen Targetfragments um ein Vielfaches. Es liegt daher nahe, die Ursache des erhöhten Rauschlevels im niederfrequenten Bereich des Spektrums der SQUIDs in den Gruppen A1 und A2, das offenbar

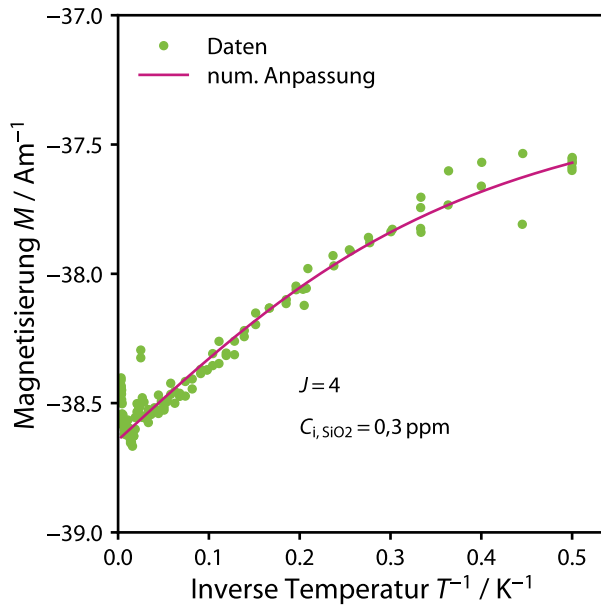


Abbildung 7.5: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung eines Bruchstücks des SiO_2 -Targets der ursprünglichen 6 Zoll-Sputterkanone. Die Messung wurde in einem Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte von $B = 1 \text{ T}$ durchgeführt.

durch veränderte magnetische Eigenschaften des sputterdeponierten SiO_2 entsteht, innerhalb des Sputterdepositionsprozesses selbst zu suchen. Eine Vermutung ist, dass eventuelle in die deponierte SiO_2 -Schicht eingebaute Fremdatome ursprünglich aus Teilen der Sputteranlage stammen. Diese ist zum allergrößten Teil aus Stahl gefertigt. Daher wird an dieser Stelle angenommen, dass der Hauptanteil an Fremdatomen in den abgeschiedenen SiO_2 -Schichten aus Eisenatomen beziehungsweise Eisenionen besteht. Im Allgemeinen können einzelne Eisenionen in einer amorphen SiO_2 -Matrix als 4-, 5-, oder 6-fach koordiniertes Fe^{2+} , sowie Fe^{3+} auftreten. In einem vollständig oxidierten SiO_2 -Glas werden ausschließlich Fe^{3+} -Ionen erwartet [Ver17], welche durch die Landé-Faktoren $g = 2$ und $g = 4,3$ [Cas60, Gri80, Sim06], sowie den quantenmechanischen Gesamtdrehimpuls $J = 5/2$ [Abr70] charakterisiert werden. Zusätzlich zu eventuellen Verunreinigungen können im SiO_2 strukturelle Fehlstellungen auftreten, welche unter anderem als sogenannte Dangling Bonds [Che85, Cam05], also freie Bindungselektronen mit $g = 2$ [Ste00, Cam05, Tom02] und $J = 1/2$ [Gri80], beschrieben werden. Unter der Annahme, dass die Fe^{3+} -Ionen und die freien Bindungselektronen sich nicht gegenseitig beeinflussen, wird zur Beschreibung der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung eine Linearkombination

$$M_2(T) = n_{\text{Fe}^{3+}} g_{\text{Fe}^{3+}} \mu_B J_{\text{Fe}^{3+}} \mathcal{B}(h_{\text{Fe}^{3+}}) + n_{\text{db}} g_{\text{db}} \mu_B J_{\text{db}} \mathcal{B}(h_{\text{db}}) \quad (7.5)$$

der jeweiligen Brillouin-Funktionen der beiden genannten Spezies mit der Anzahl-dichte $n_{\text{Fe}^{3+}}$ an Fe^{3+} -Ionen und n_{db} an freie Bindungselektronen herangezogen. Hierbei wurden die Landé-Faktoren $g_{\text{Fe}^{3+}} = 4,3$ und $g_{\text{db}} = 2$ sowie die quantenmechanischen Drehimpulse $J_{\text{Fe}^{3+}} = 5/2$ und $J_{\text{db}} = 1/2$ angenommen. Die um den Einfluss der Goldschichten der SiO_2 -Testfolie bereinigte Konzentration der Verunreinigungen

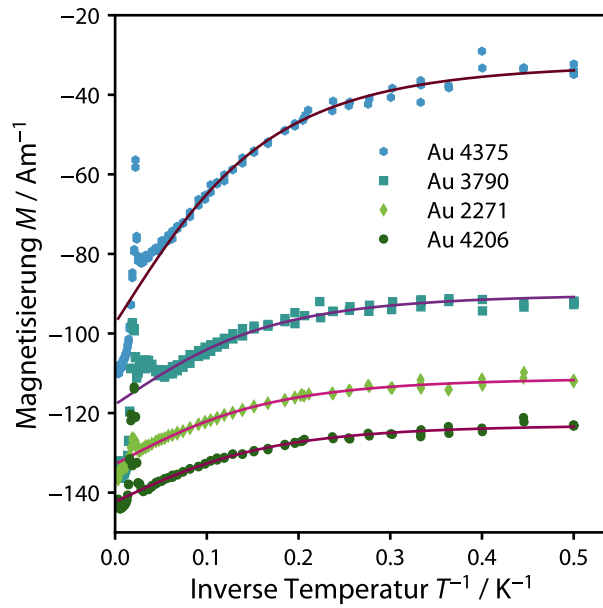


Abbildung 7.6: Magnetisierung M von Au-Testfolien in Abhängigkeit der inversen Temperatur T^{-1} . Die Messungen wurden in einem Magnetfeld mit der Feldstärke $B = 5 \text{ T}$ durchgeführt. Die durchgezogenen Linien stellen eine numerische Anpassung der Gleichung (7.2) mit $J = 3/2$ und $g_J = 2$ an die Datenpunkte dar. Alle Testfolien wurden mit Hilfe einer dc-Sputterquelle der DCA-Sputteranlage hergestellt.

der Spezies k

$$C_k^{(\text{korr})} = \frac{N_{\text{Fe}^{3+}} + N_{\text{db}} - N_{\text{Au}}}{N_{\text{SiO}_2}} 10^6 \frac{N_k}{N_{\text{Fe}^{3+}} + N_{\text{db}}} \quad (7.6)$$

in ppm berechnet sich aus der Absolutanzahl $N_k = N_A(n_{\text{Au}} + n_{\text{SiO}_2})C_k$ der Verunreinigungselemente k mit der Anzahldichte C_k an Fe^{3+} -Ionen oder freien Bindungselektronen, der Stoffmenge n_{Au} an Gold und n_{SiO_2} an Siliziumdioxid und der Avogadro-Konstante N_A . Hierbei stellt der Index k einen Platzhalter für die Abkürzungen Fe^{3+} oder db dar. Die Stoffmengen werden aus der Masse der Probe und den gesputterten Schichtdicken berechnet. Die Absolutanzahl der Verunreinigungen im Gold, das das Siliziumdioxid einfasst, beträgt $N_{\text{Au}} = N_A n_{\text{Au}} C_{\text{Au}} 10^{-6}$. Sie wird mit Hilfe der Konzentration C_{Au} an Verunreinigungen im Gold anhand der jeweils zu dem Zeitpunkt der Entstehung der Probe gültigen Referenzmessung abgeschätzt. Einige Beispiele hierfür sind in Abbildung 7.6 als Magnetisierung $M(T^{-1})$ in Abhängigkeit der inversen Temperatur aufgetragen. Hierzu wurde eine Testfolie zur Magnetisierungsmessung aus Gold per Sputterdeposition hergestellt. Mit einer numerischen Anpassung der Gleichung (7.2) mit $J = 3/2$ und $g_J = 2$ an die Datenpunkte ergeben sich die in Tabelle 7.1 zusammengefassten äquivalenten Konzentrationen C_{Au} an Verunreinigungen im Gold. Diese Werte wurden in der oben beschriebenen Weise verwendet um den Einfluss der Verunreinigungen in der das SiO_2 umgebenden Goldschicht auf die Berechnung der Konzentration an Verunreinigungen innerhalb des SiO_2 zu minimieren. Lediglich für die erste Probe der Alcatel-Sputteranlage existiert keine Referenzmessung an einer Goldprobe, weswegen die Konzentration C_{Au} in diesem Fall anhand der restlichen bekannten Ergebnisse abgeschätzt wurde. Die Gesamtanzahl an Atomen im Siliziumdioxid $N_{\text{SiO}} = 3N_A n_{\text{SiO}_2}$ berücksichtigt, dass eine SiO_2 Einheit aus drei Atomen besteht.

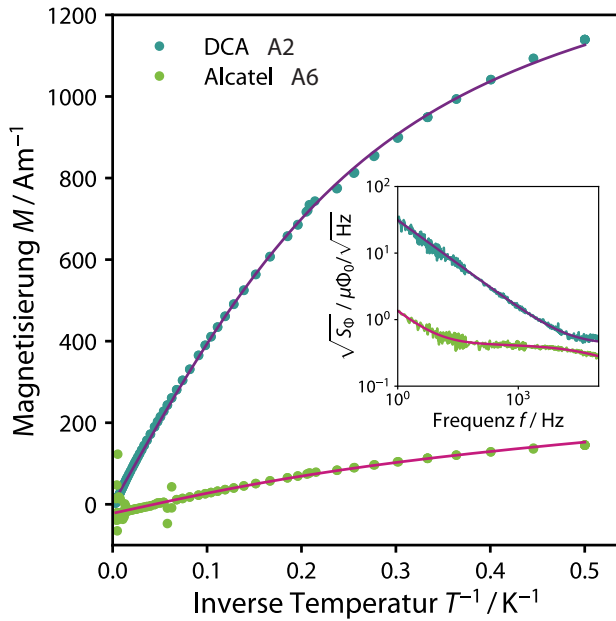


Abbildung 7.7: Gegenüberstellung der Magnetisierung einer in der DCA-Sputteranlage mit der Originalkonfiguration der Sputterkanone hergestellten SiO_2 -Folie und einer in der Alcatel-Sputteranlage mittels der ursprünglichen 6 Zoll-Sputterkanone hergestellten SiO_2 -Folie. Die bei einer Temperatur von $T < 30 \text{ mK}$ aufgenommenen Rauschspektren von dc-SQUIDS, die mit SiO_2 aus der entsprechenden Sputterkanone hergestellt wurden, sind jeweils als Insets dargestellt.

In Abbildung 7.7 ist eine Gegenüberstellung der Temperaturverläufe der Magnetisierung einer aus der DCA-Sputteranlage stammenden und einer in der Alcatel-Sputteranlage entstandenen SiO_2 -Folie zu sehen. Daneben ist in derselben Abbildung ein Inset mit jeweils einem Rauschspektrum eines mit SiO_2 aus der betreffenden Sputteranlage hergestellten dc-SQUIDS abgebildet. Beide Rauschspektren wurden bei tiefen Temperaturen von $T < 30 \text{ mK}$ aufgenommen und sind in Abbildung 7.2 a) zu sehen. Zum Zeitpunkt der Entstehung der Daten war in der Alcatel-Sputteranlage die ursprüngliche 6 Zoll-Sputterkanone eingebaut und in der DCA-Sputteranlage die Originalkonfiguration wie geliefert vorhanden. Bereits aus den unterschiedlichen Amplituden der Gesamtmagnetisierung über dem betrachteten Temperaturbereich ist zu erahnen, dass die in der DCA-Sputteranlage abgeschiedenen SiO_2 -Schichten eine un-

Schichtnummer	Konzentration C_{Au} (ppm)
Au 4375	40
Au 3790	17
Au 2271	13
Au 4206	12

Tabelle 7.1: Die sich aus den in Abbildung 7.6 gezeigten numerischen Anpassungen der Gleichung (7.2) an die Datenpunkte ergebenden Konzentrationen an magnetischen Verunreinigungen in sputterdeponierten Au-Schichten der DCA-Sputteranlage. Diese Werte wurden als Referenz für die Auswertung der Messungen an den SiO_2 -Testfolien verwendet.

erwartet hohe Magnetisierung aufweisen. Dies manifestiert sich bei der Verwendung als Isolationsschicht in einem dc-SQUID im außergewöhnlich starken $1/f$ -artigen Rauschen mit einer Amplitude von $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz}) = 30,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Eine numerische Anpassung der Gleichung (7.5) an die gemessenen Magnetisierungskurven ergibt für die Probe aus der DCA-Sputteranlage nominell eine gegenüber der Folie aus der Alcatel-Sputteranlage beinahe 30-fach erhöhte Konzentration an Fe^{3+} -Ionen und eine fast 3-fach erhöhte Konzentration an freien Bindungselektronen. Die Absolutwerte liegen für die Probe aus der DCA-Sputteranlage bei $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korrr})} = 1495$ ppm an Fe^{3+} -Ionen und $C_{\text{db}}^{(\text{korrr})} = 4921$ ppm freien Bindungselektronen, sowie für die in der Alcatel-Sputteranlage hergestellte Probe bei $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korrr})} = 89$ ppm an Fe^{3+} -Ionen und $C_{\text{db}}^{(\text{korrr})} = 2861$ ppm freien Bindungselektronen. Auf den ersten Blick suggerieren diese Zahlen zwar, dass die freien Bindungselektronen aufgrund ihrer größeren Anzahl-dichte einen größeren Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften haben. Allerdings ist dem nicht so, da die freien Bindungselektronen gegenüber den Fe^{3+} -Ionen mit einem um einen Faktor 5 geringeren Gesamtdrehimpuls J und einem ungefähr halb so großen Landé-Faktor g_J modelliert wurden. Nach dem Curie-Gesetz ist die Magnetisierung M im Limes kleiner Argumente $h = g_J\mu_B JB/(k_B T)$ proportional zu $g_J^2 J(J+1)$. Somit hat die entsprechende Brillouin-Funktion der freien Bindungselektronen bei ausreichend hohen Temperaturen einen ungefähr um einen Faktor 50 geringeren Einfluss als die Brillouin-Funktion der Fe^{3+} -Ionen.

Da es offenbar eine Sputterquelle gibt, die qualitativ hochwertige SiO_2 -Schichten produziert, liegt die Vermutung nahe, dass die Ursache für die erhöhte Konzentration an magnetischen Verunreinigungen in der Probe aus der DCA-Sputteranlage ein technisches und kein grundlegendes Problem ist. Daher wurde die Anlage geöffnet und einer eingehenden optischen Inspektion unterzogen. Dabei stellte sich heraus, dass der Targethaltering, der wie in Abbildung 7.9 schematisch gezeigt, das SiO_2 -Target in Position hält, durch parasitäres Plasma teils abgetragen wurde. Abbildung 7.8 zeigt eine Fotografie des originalen Bauteils, auf der ein nicht unbeträchtlicher Materialabtrag deutlich zu erkennen ist. Das während des Sputtervorgangs abgetragene Material scheidet sich zusammen mit dem Silizium und Sauerstoff in die SiO_2 -Schicht auf dem Substrat ab.

7.4 Optimierung der Geometrie der Sputterkanonen

Zur Aufklärung des im vorangegangenen Abschnitts beschriebenen Sachverhalts wurde zunächst eine Kopie des Targethalterings aus Kupfer gefertigt und anstatt des ursprünglich aus Stahl bestehenden Halterings in die SiO_2 -Quelle der DCA-Sputteranlage eingebaut. Kupfer lässt sich leichter zerstäuben als Eisen. Beispielsweise besitzt Kupfer bei einer Energie der auftreffenden Ar-Ionen von 1000 eV eine un-

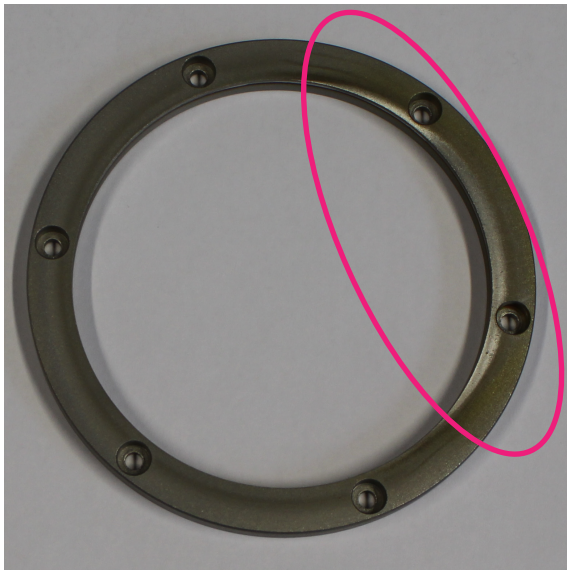


Abbildung 7.8: Fotografie des Targethalterings der SiO_2 Sputterkanone der Sputteranlage von DCA. Im markierten Bereich ist erheblicher Materialabtrag zu erkennen.

gefähr 2,3 mal höhere Sputterausbeute als Eisen [Hae87]. Mit dieser modifizierten Konfiguration auf farblose transparente Glassubstrate abgeschiedene SiO_2 -Schichten besitzen eine mit dem bloßen Auge gut erkennbare rötlich-bräunliche Färbung. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass das Plasma tatsächlich innerhalb des Dunkelraums zwischen Targethaltering und Anode brennt und somit Material vom Haltering parasitär abgetragen wird.

Ausgehend von der Feststellung, dass ein Plasma im Dunkelraum der Originalkonfiguration der DCA-Sputterkanone brennt, wurde auch die SiO_2 -Sputterquelle der Alcatel-Sputteranlage in derselben Weise auf parasitäre Sputtereffekte untersucht. Zu diesem Zeitpunkt handelte es sich dabei um eine 2 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker. Analog zur oben beschriebenen Vorgehensweise wurde ein Targethaltering aus Kupfer nach dem Original gefertigt und zum Sputtern einer SiO_2 -Schicht auf Glassubstrat verwendet. Eine deutliche Färbung der ansonsten farblosen und klaren SiO_2 -Schicht zeigt eine Kontamination mit dem Material des Targethalterings an. Danach wurden verschiedene Modifikationen der Sputterkanone

Schichtnummer	Torus Quelle	Ergebnis	Kommentar
AL 2131	2 Zoll	klar	Originalteile aus Edelstahl
AL 2130	2 Zoll	verfärbt	Nachbildung der Originalteile aus Cu
AL 2132	2 Zoll	klar	Cu, größerer $d_{i,T}$ des Targethalterings

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der Ergebnisse der Sputtertests auf farblose transparente Glassubstrate mit verschiedenen Konfigurationen der 2 Zoll Torus Sputterquelle. Alle Proben wurden in der Sputteranlage der Firma Alcatel hergestellt.

Schichtnummer	Torus Quelle	Ergebnis	Kommentar
AL 2211	3 Zoll	verfärbt	Nachbau der Originalteile aus Cu, verringerter $d_{i,T}$ des Targethalterings
AL 2212	3 Zoll	klar	wie AL 2211, Anodenring aus Edelstahl mit verringertem $d_{i,A}$
AL 2213	3 Zoll	klar	wie AL 2212 mit verringertem b_{T-A}
AL 2214	3 Zoll	klar	wie AL 2213 mit zentralem Gaseinlass

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Ergebnisse der Sputtertests auf farblose transparente Glassubstrate mit verschiedenen Konfigurationen der 3 Zoll Torus Sputterquellen. Alle Proben wurden in der Sputteranlage der Firma Alcatel hergestellt.

vorgenommen, die im Nachfolgenden genauer beschrieben werden. Zudem wurde die 2 Zoll Sputterquelle später durch eine 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker ersetzt und abermals in der beschriebenen Weise optimiert. Die Ergebnisse der Tests bezüglich verschiedener Geometrien und Materialien der 2 Zoll Torus Magnetron-Sputterquelle sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Gesputtert wurde zunächst mit den Originalteilen aus Edelstahl, was mit der Nummer AL 2131 beziffert ist. Hier ist zwar keine Verfärbung zu erkennen. Das bedeutet allerdings nicht, dass es keinerlei Materialabtrag gibt. Der Test mit der Nummer AL 2130 entstand mit einer Nachbildung der Originalteile aus Kupfer. In diesem Fall ist das Glassubstrat augenscheinlich bräunlich verfärbt, was einen Materialabtrag anzeigt. Daher wird davon ausgegangen, dass die Geometrie mit den Maßen der Originalteile im Allgemeinen parasitären Materialabtrag erlaubt. Daraufhin wurde der Test Nummer AL 2132 durchgeführt, wobei der Targethaltering einen um 2 mm vergrößerten Innendurchmesser $d_{i,T}$ aufweist. Hierbei waren sowohl der Targethaltering als auch der Anodenring aus Kupfer gefertigt. Die Sichtprobe auf dem Glassubstrat zeigt keinerlei Anzeichen für einen parasitären Materialabtrag.

Die Sputterprozesse mit den fortlaufenden Nummern AL 2211 bis AL 2214 wurden mit Hilfe der 3 Zoll Sputterkathode angefertigt. Die Ergebnisse der Tests auf Glassubstrat sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Der Test AL 2211 wurde mit Hilfe eines aus Kupfer gefertigten Targethalterings mit um 2 mm vergrößerten Innendurchmesser $d_{i,T}$ durchgeführt. In diesem Fall ist wieder eine deutliche Verfärbung der abgeschiedenen Schicht zu erkennen, obwohl der Targethaltering bereits einen vergrößerten Innendurchmesser hat und somit das Brennen des Plasmas zwischen Targethaltering und Anodenring erschwert sein sollte. Zur weiteren Verbesserung der Situation wurde als nächstes der Innendurchmesser $d_{i,A}$ des aus Edelstahl gefertigten

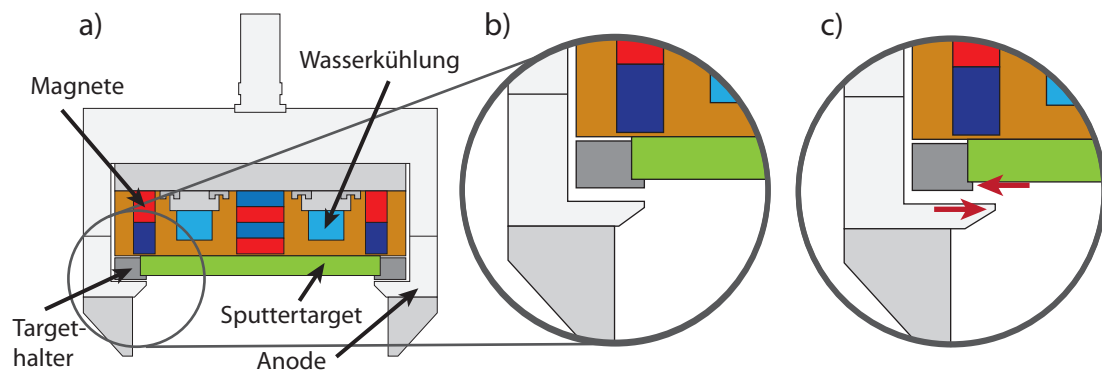


Abbildung 7.9: a) Schematische Zeichnung der verwendeten Sputterquelle mit den Detailansichten b) wie geliefert und c) nach der Optimierung. Das vom Targethalter in seiner Position fixierte Sputtertarget ist in grün dargestellt. Die Wasserkühlung ist in blau angedeutet. Die als Magnetron ausgeführte Sputterkathode ist mit stabförmigen Dauermagneten ausgestattet, welche in blau/rot dargestellt sind. Die in c) dargestellte geometrische Veränderung des Targethalterings und des Anodenrings ist mit Pfeilen markiert.

Anodenrings von 72 mm auf 66 mm verringert. In Abbildung 7.9 ist diese geometrische Veränderung der Sputterquelle anhand einer schematischen Darstellung der DCA-Sputterquelle verdeutlicht. Dabei ist a) die Sputterquelle in Vollansicht, sowie jeweils eine Detailansicht b) in Originalkonfiguration und c) in modifizierter Form abgebildet. In der Originalkonfiguration ist der Innendurchmesser $d_{i,T}$ des Targethalterings identisch mit dem Innendurchmesser $d_{i,A}$ des Anodenrings. Dadurch wird einerseits der Abstand zwischen dem Plasma und dem Targethaltering vergrößert, was zu weniger parasitärem Materialabtrag führen sollte. Andererseits wird die Fläche, auf der das Plasma das Targetmaterial angreifen kann, geringfügig dezimiert, was sich nachteilig in einer leicht verminderten Sputterrate manifestiert. Die nach der geometrischen Veränderung abgeschiedene Schicht mit der Nummer AL 2212 ist nicht offensichtlich verfärbt, allerdings befanden sich auf dem Anodenring innenseitig Spuren von schwarzen Ablagerungen. Diese zeigen an, dass es weiterhin einen geringen parasitären Materialabtrag gab. Im nächsten Schritt wurde der Abstand b_{T-A} zwischen Targethaltering und Anodenring verringert. Die abgeschiedene Schicht mit der Nummer AL 2213 ist weiterhin klar und farblos. Zusätzlich wurden in dieser Konfiguration nurmehr minimale Ablagerungen am Anodenring gefunden. Im letzten Schritt wurde der Gaseinlass verlegt, sodass Argon und Sauerstoff zentral in die Sputterkammer geleitet werden, anstatt wie zu Beginn an der Sputterquelle. Die korrespondierende Probe mit der Nummer AL 2214 ist klar und farblos.

Die Sputterrate von SiO_2 ist unter gleichen Umständen im Allgemeinen geringer als die von Eisen. So ist beispielsweise die Sputterausbeute von SiO_2 für eine Energie der auftreffenden Ar-Ionen von 1000 eV ungefähr 10 mal geringer ist als die von

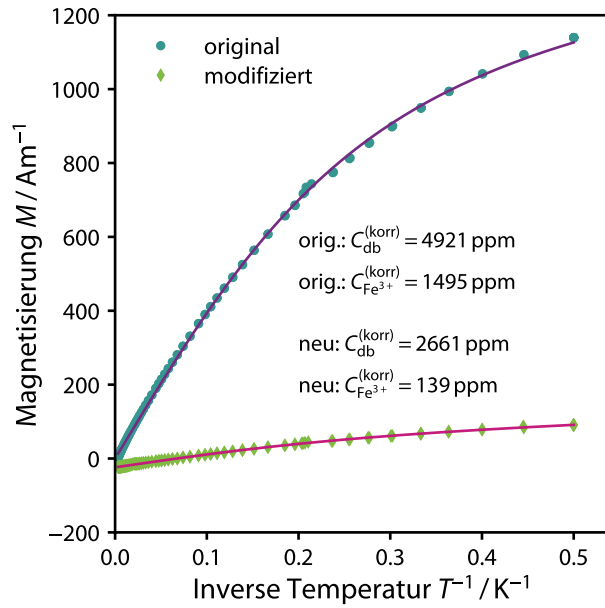


Abbildung 7.10: Gemessener Temperaturverlauf der Magnetisierung einer Au-SiO₂-Au-Folie der Sputtervorgänge DCA 1980 mittels der Sputterquelle der DCA-Sputteranlage in Originalkonfiguration und DCA 2274 mit einer Nachbildung des Targethalterings mit vergrößertem Innendurchmesser $d_{i,T}$.

Eisen [Hae87]. Folglich muss in dem Fall der bis hierher per Sichtprobe auf dem Glassubstrat optimierten Sputterquelle noch überprüft werden, ob der verbleibende Anteil an parasitär deponiertem Material vernachlässigbar oder relevant ist. Dazu wurden in Ergänzung zu den eher qualitativ wertvollen Glasplättchentests in einigen Konfigurationen Au-SiO₂-Au-Folien zur Bestimmung des Temperaturverlaufs der Magnetisierung hergestellt und charakterisiert. Die Ergebnisse werden im Folgenden präsentiert.

7.4.1 Quantitative Auswertung der Magnetisierungsmessungen

Die in der Originalkonfiguration der DCA-Sputterquelle gefertigten SiO₂-Schichten weisen, wie eingangs in Abschnitt 7.3 erwähnt, eine sehr hohe Konzentration an magnetischen Verunreinigungen auf. In Abbildung 7.10 ist die Magnetisierung $M(T^{-1})$ zweier Au-SiO₂-Au-Testfolien, die in der DCA-Sputteranlage hergestellt wurden, in Abhängigkeit von der inversen Temperatur T^{-1} vergleichend dargestellt. Es handelt sich dabei um die Sputtervorgänge DCA 1980 in der Originalkonfiguration und DCA 2274 mit einer Nachbildung des Targethalterings mit vergrößertem Innendurchmesser $d_{i,T}$. Die dazu korrespondierenden geometrischen Konfigurationen der Sputterquelle sind in Abbildung 7.9 b) für den Prozess DCA 1980 und c) für den Vorgang DCA 2274 jeweils schematisch gezeichnet. Die durchgezogenen Linien bilden jeweils eine numerische Anpassung an die Gleichung (7.5), welche die Anzahldichte an Fe³⁺-Ionen und freien Bindungselektronen als Anpassungsparameter enthält. Durch die Modifikation der Sputterkanonengeometrie konnte der Anteil $C_{db}^{(korrr)}$ an freien Bindungselektronen von 4921 ppm auf 2661 ppm halbiert werden und der Anteil $C_{Fe^{3+}}^{(korrr)}$

an Fe^{3+} -Ionen von 1495 ppm auf 139 ppm um mehr als einen Faktor 10 reduziert werden.

In Abbildung 7.11 sind Magnetisierungsfolien aus der Alcatel-Sputteranlage in verschiedenen Konfigurationen der insgesamt drei unterschiedlichen, nacheinander genutzten Sputterquellen zusammengetragen. Teil a) der Abbildung stellt die Temperaturverläufe der Magnetisierung der Au-SiO₂-Au-Folien der Sputtervorgängen AL 1960 und AL 2133 vergleichend dar. Der Sputtervorgang AL 1960 fand mit der Originalkonfiguration der 6 Zoll Sputterquelle statt, wohingegen die Probe mit der Kennung AL 2133 mit Hilfe der 2 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker hergestellt wurde. Die numerische Anpassung der kombinierten Brillouinfunktion (7.5) ergibt eine Konzentration an Fe^{3+} -Ionen von $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 90$ ppm und von $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 2861$ ppm an freien Bindungselektronen in der Probe AL 1960 in Originalkonfiguration. Die Probe AL 2133 enthält entsprechend $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 79$ ppm Fe^{3+} -Ionen und $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 1484$ ppm an freien Bindungselektronen. Die Ergebnisse sind sich sehr ähnlich und zeigen qualitativ hochwertiges SiO₂ mit einem geringen Grad an Verunreinigung an.

Während in der Abbildung 7.11 a) Ergebnisse gezeigt werden, die sich auf Sputterquellen beziehen, die in der Vergangenheit genutzt wurden, sind in Teil b) derselben Abbildung Magnetisierungskurven dargestellt, die unter Zuhilfenahme der in unserem Reinraum derzeit standardmäßig genutzten 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker in unterschiedlichen baulichen Konfigurationen entstanden. Die mit AL 2225 bezeichnete Kurve wurde mit Hilfe der Originalteile aus Edelstahl der Sputterkanone und einer Nachbildung des Targethalterings aus Kupfer hergestellt. Der Gaseinlass befand sich direkt an der Kanone und es wurde das Dunkelschild (DS) verwendet, das für die 3 Zoll Sputterquelle mitgeliefert wurde. Im Vergleich dazu wurde die Magnetisierungskurve AL 2215 mittels einer Nachbildung des Targethalterings aus Kupfer sowie einem Anodenring aus Edelstahl mit von 72 mm auf 66 mm verringertem Innendurchmesser gesputtert. Dies wurde durch die Verwendung eines für 2 Zoll Sputterquellen konzipierten Dunkelschildes realisiert. Weiterhin war der Abstand zwischen Targethaltering und Anodenring gegenüber der Originalkonfiguration verringert und der Gaseinlass zentral am Rezipienten lokalisiert. Durch die Veränderungen der Geometrie der Sputterkanone konnte der Anteil an Fe^{3+} -Ionen von $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 50$ ppm auf 16 ppm verringert werden. Der Anteil der freien Bindungselektronen konnte entsprechend von $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 917$ ppm auf 547 ppm reduziert werden. Durch den im Vergleich zum 3 Zoll Dunkelschild stark verringerten Durchmesser des 2 Zoll Dunkelschildes ist allerdings auch eine verringerte Sputterrate zu erwarten. Die beiden Sputtervorgänge wurden mit einer Leistung von 350 W durchgeführt, was zu qualitativ hochwertigen SiO₂-Schichten mit geringer Verschmutzungskonzentration führt. Für die dauerhafte Nutzung ist allerdings eine Leistung von nicht mehr als

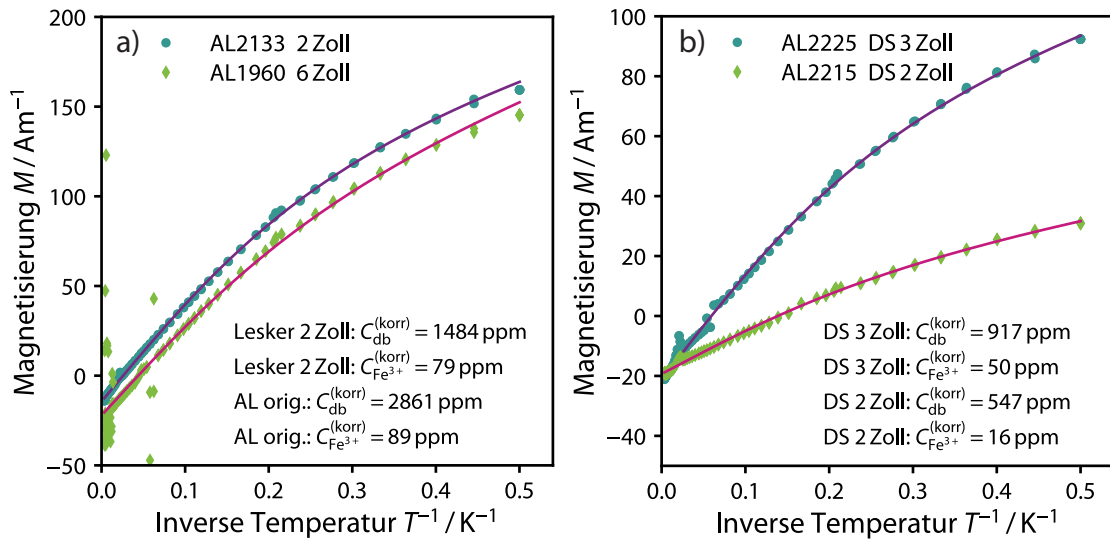


Abbildung 7.11: Gemessener Temperaturverlauf der Magnetisierung einer Au-SiO₂-Au-Folie a) des Sputtervorgangs AL 1960 mittels der 6 Zoll Sputterkanone in der Alcatel-Sputteranlage und des Sputtervorgangs AL 2133 mittels der 2 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker eingebaut in die Alcatel-Sputteranlage vergleichend dargestellt. Außerdem in b) eine vergleichende Darstellung der gemessenen Temperaturverläufe der Magnetisierung jeweils einer Au-SiO₂-Au-Folie der Sputtervorgänge AL 2225 und AL 2215 mittels der 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker eingebaut in die Alcatel-Sputteranlage. Im Falle der oberen Magnetisierungskurve in b) wurde die Folie mit den Originalteilen aus Edelstahl und einer Nachbildung des Tartealterings aus Kupfer bei Gaseinlass direkt an der Kanone gesputtert, wohingegen die Folie mit der geringeren Magnetisierung mittels einer Nachbildung des Targethalterings aus Kupfer, einem Anodenring aus Edelstahl mit von 72 mm auf 66 mm verringertem Innendurchmesser sowie mit gegenüber dem Originalaufbau verringertem Abstand zwischen Targethaltering und Anodenring und zentralem Gaseinlass gesputtert wurde.

300 W vorgesehen. Daher wurde nach der geometrischen Optimierung der 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker eine finale Charakterisierung der Magnetisierung $M(T^{-1})$ mit den für den dauerhaften Gebrauch geeigneten Parametern durchgeführt. Diese ist in Abbildung 7.12 dargestellt ist. Hierbei wurde mit einer Nachbildung des Originalspannrings aus Kupfer sowie einer Nachbildung des Anodenrings aus Kupfer mit einem von 72 mm auf 66 mm verringerten Innendurchmesser gearbeitet. Mit einer Konzentration von $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 64 \text{ ppm}$ Fe³⁺-Ionen sowie $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 1278 \text{ ppm}$ freie Bindungselektronen enthält die entsprechende SiO₂ Schicht zwar geringfügig mehr magnetische Verunreinigungen als die zuvor diskutierten, ist aber immer noch qualitativ sehr hochwertig und magnetisch rein.

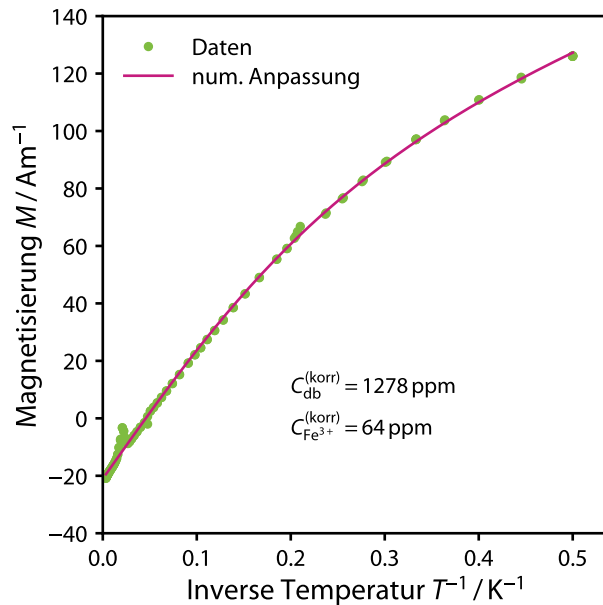


Abbildung 7.12: Gemessener Temperaturverlauf der Magnetisierung einer Au-SiO₂-Au-Folie des Sputtervorgangs AL 2245. Gesputtert wurde bei 300 W mit der 3 Zoll Torus Magnetron-Sputterkathode der Firma Lesker eingebaut in die Alcatel-Sputteranlage. Die geometrische Konfiguration der Sputterkathode beinhaltet eine Nachbildung des Originalspannrings aus Kupfer und die Nachbildung des Dunkelschildes aus Kupfer mit einem von 72 mm auf 66 mm verringerten Innendurchmesser $d_{i,A}$.

Anhand der hier diskutierten Magnetisierungsmessungen konnte gezeigt werden, dass käuflich zu erwerbende Sputterkanonen nicht immer perfekt auf die Deposition von SiO₂ eingestellt sind. Dies kann zur Folge haben, dass die abgeschiedenen SiO₂-Schichten mitunter beträchtliche Mengen an magnetischen Fremdatomen und strukturellen Defekten enthalten. Das wiederum führt dazu, dass die Qualität der Schichten in Anwendungsgebieten mit magnetisch sensiblen Bauteilen in Mitleidenschaft gezogen wird. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass geringfügige geometrische Veränderungen der Originalteile der Sputterkanonen zu einer drastischen Verringerung des Gehalts an magnetischen Verunreinigungen führen können. Es wurde darüber hinaus im Detail diskutiert, welcher Natur die baulichen Veränderungen sind.

7.4.2 Vergleich mit SiO₂ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Wie in den vorangegangenen Abschnitten ausgeführt wurde, ist es durchaus möglich und in Betracht zu ziehen, dass zwei Sputterquellen derselben Arbeitsgruppe SiO₂-Schichten sehr verschiedener Qualität und mit unterschiedlichem Grad an magnetischen Verunreinigungen ergeben können. Daher liegt die Idee nahe, weitere Anlagen zum Vergleich heranzuziehen. Durch eine Kooperation mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) war es möglich, einen experimentellen Vergleich unserer SiO₂-Schichten mit gesputterten SiO₂-Schichten der PTB sowie mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PE-CVD) [Fre15] durchzuführen. Dabei wurden sowohl dc-SQUIDS mit dem entsprechenden Material als Isolationsschicht hergestellt und hinsichtlich ihres $1/f$ -artigen Exzessflussrauschens bei verschiedenen Temperaturen $T < 1 \text{ K}$ charakterisiert, als auch Magnetisierungsmes-

sungen an Au-SiO₂-Au-Folien durchgeführt. Für die experimentelle Realisierung eines Vergleichs ansonsten baugleicher SQUIDs mit SiO₂ aus unterschiedlichen Sputterquellen wurden zwei klassische Chip-Designs unserer Arbeitsgruppe leicht modifiziert. Zum einen wurde ein Chip mit vier einzelnen, auf reale Anwendungen optimierten dc-SQUIDs, wie sie beispielsweise in [Kem15] beschrieben sind, zum Zwecke des SiO₂-Vergleichs abgewandelt. Zum anderen kam ein Chip mit zwei 16-SQUID-Arrays, die in derselben Publikation beschrieben werden, in modifizierter Form zum Einsatz. Durch die Verwendung zweier zusätzlicher, sehr einfach gehaltener Lacklagen wurde jeweils die Hälfte der auf dem Chip befindlichen SQUIDs bei der Deposition der SiO₂-Schicht geschützt, während die Isolationslage der anderen Hälfte aufgebracht wurde. So können beinahe identische dc-SQUIDs auf demselben Chip hergestellt werden, welche Josephson-Kontakte aus demselben Trilayer-Prozess enthalten. Außerdem bestehen alle SQUIDs bis auf die Isolationschicht aus exakt denselben Materialien. Auf diese Art und Weise sollen möglichst vergleichbare dc-SQUIDs mit unterschiedlich abgeschiedenen SiO₂-Schichten entstehen. Wie in Abschnitt 4.6 beschrieben wurde, beinhaltet der hier standardmäßig verwendete Fabrikationsprozess zwei aufeinanderfolgende Isolationslagen. Für die Herstellung der in diesem Abschnitt diskutierten SQUIDs wurde die erste Isolationschicht, welche die dünnere Schicht der beiden darstellt, für den gesamten Chip mit demselben SiO₂ hergestellt. Allerdings wurde die Fläche dieser SiO₂-Schicht in der Entwurfzeichnung minimiert und die Schicht über den SQUID-Leiterbahnen weiträumig komplett ausgespart. Dies geschah, um die Funktionsfähigkeit der fensterförmigen Josephson-Tunnelkontakte zu garantieren. Die SQUID-Leiterschleifen aller SQUIDs dieses Experiments sind ausschließlich durch die zweite Isolationslage von der oberen Nioblage, welche die Einkoppelspulen darstellt, getrennt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden insgesamt vier Chargen an dc-SQUIDs auf diese Weise hergestellt, davon zwei mit sputterdeponiertem SiO₂ der PTB und zwei mit PE-CVD SiO₂ der PTB jeweils im Vergleich mit SiO₂ aus der Alcatel-Sputteranlage.

Zusätzlich wurden SiO₂-Proben zur Analyse der Magnetisierung im Verlauf der Temperatur erstellt und charakterisiert. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 7.13 dargestellt. Eine Probe mit sputterdeponiertem SiO₂ der PTB in Berlin wird verglichen mit einer Probe, die durch PE-CVD hergestellt wurde. Die numerische Anpassung der Magnetisierungskurven an die Gleichung (7.5) ergibt eine äquivalente Konzentration an Fe³⁺-Ionen von $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 6$ ppm und $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 182$ ppm an freien Bindungselektronen für die sputterdeponierte Probe und $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})} = 20$ ppm Fe³⁺-Ionen und $C_{\text{db}}^{(\text{korr})} = 335$ ppm freie Bindungselektronen für die mittels PE-CVD hergestellte Probe. Bei der Präparation dieser Probe musste aufgrund der geringen mechanischen Stabilität der Folie eine geringe, quantitativ nicht weiter spezifizierbare Menge an Vakuummfett⁴ eingesetzt werden. Daher kann die gemessene Magnetisierungsän-

⁴Korasilon Silikonpaste mittelviskos der Firma Kurt Obermeier GmbH & Co. KG

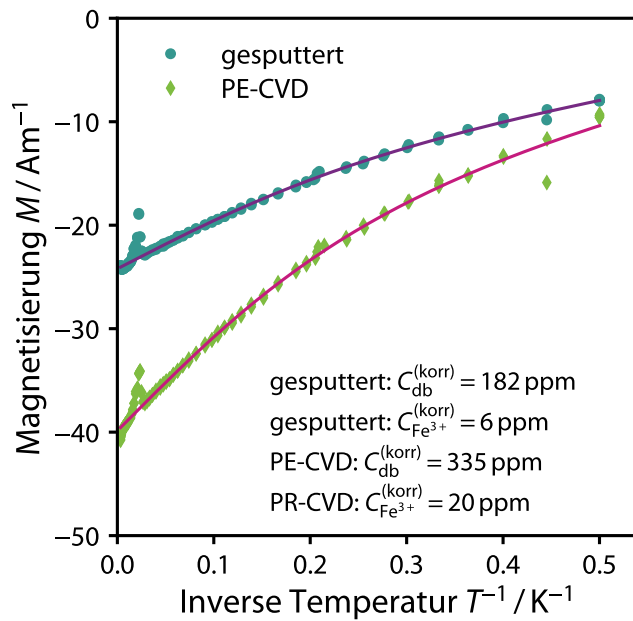


Abbildung 7.13: Gemessener Temperaturverlauf der Magnetisierung zweier Au-SiO₂-Au-Folien mit SiO₂ der PTB. Die mit dem Hinweis „gesputtert“ versehene Probe stammt von der PTB in Berlin und wurde per Sputterdeposition hergestellt. Im Vergleich dazu steht eine mittels PE-CVD hergestellte Probe der PTB in Braunschweig. Das Gold in den Testfolien stammt sämtlich aus unserem institutseigenen Reinraum in Heidelberg.

derung der PE-CVD-Probe lediglich als obere Grenze der tatsächlichen Magnetisierungsänderung betrachtet werden. Die Magnetisierung $M(T^{-1})$ des verwendeten Vakuumsfetts wurde daraufhin in einer separaten Messung bestimmt. Eine numerische Anpassung der Gleichung (7.2) mit $J = 7/2$ und $g_J = 2$ an die Datenpunkte ergibt eine äquivalente Konzentration von 6 ppm magnetischen Verunreinigungen. Der Anteil an magnetischen Momenten innerhalb der reinen PE-CVD-SiO₂-Probe und im Vakuumsfett liegt in einer ähnlichen Größenordnung, jedoch sollte der Volumenanteil an Vakuumsfett in der gemessenen Probe so klein sein, dass die Magnetisierungskurve in Abbildung 7.13 nicht von den magnetischen Eigenschaften des Vakuumsfetts dominiert wird. Die magnetische Reinheit der beiden dargestellten SiO₂-Proben ist insgesamt vergleichbar mit den besten Ergebnissen unserer optimierten Sputterquellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden insgesamt elf dieser SQUIDs bei Temperaturen von $T < 1$ K hinsichtlich ihres $1/f$ -artigen Exzessflussrauschens charakterisiert. Die Ergebnisse sind als Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α in Abbildung 7.14 aufgetragen. Im Vergleich dazu wurden zusätzlich Datenpunkte von dc-SQUIDs, die nach der Optimierung der Sputterquellen standardmäßig in Heidelberg hergestellt wurden, auf analoge Weise in dieselbe Abbildung eingezeichnet. Diese untersuchten SQUIDs beinhalten einerseits Bauteile der Charge HDSQ14w1, die mit SiO₂ aus der Alcatel-Sputteranlage hergestellt wurden. Andererseits wurden auch SQUIDs aus der Charge HDSQ11bw1 charakterisiert, für die SiO₂ aus der DCA-Sputteranlage verwendet wurde. Als Dreiecke ausgeführte Datenpunkte symbolisieren Messungen an einzelnen SQUIDs, während die runden Datenpunkte

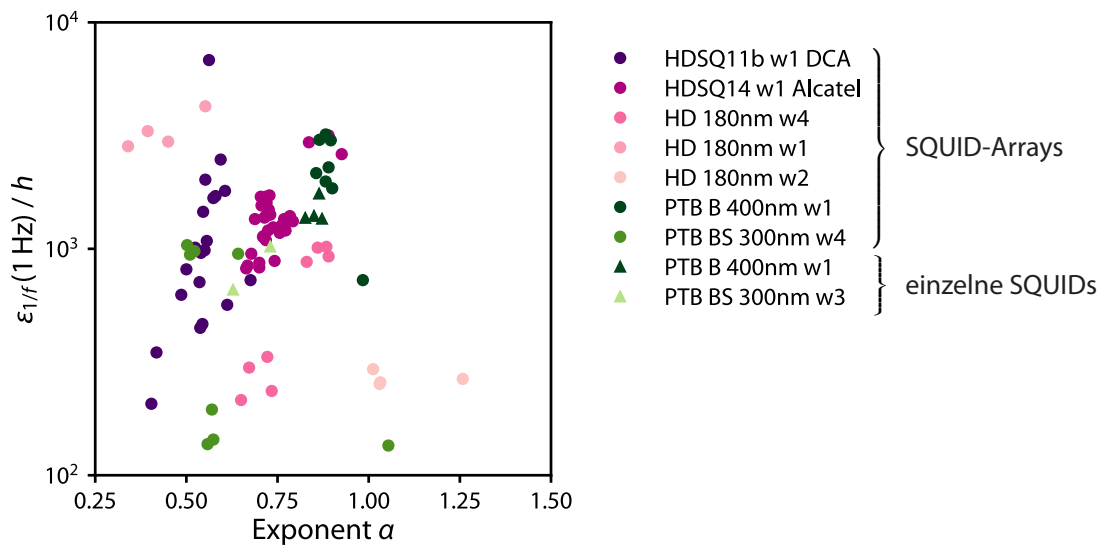


Abbildung 7.14: Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit vom Exponenten α für verschiedene SQUIDs mit SiO_2 aus unterschiedlichen Depositionsanlagen. Die als Dreiecke ausgeführten Datenpunkte wurden anhand einzelner SQUIDs gemessen, während die runden Datenpunkte von 16-SQUID-Arrays stammen.

von 16-SQUID-Arrays stammen. Messungen an SQUIDs mit SiO_2 der PTB wurden in Grüntönen dargestellt, wohingegen die Ergebnisse von SQUIDs mit SiO_2 aus Heidelberger Anlagen in Schattierungen von pink ausgeführt sind. Die für die SiO_2 -Schichten verwendeten Schichtdicken sind in der Legende vermerkt, da sie teils stark von den in Abschnitt 4.6 angegebenen Standardwerten abweichen. Im Allgemeinen ist in der Abbildung 7.14 keine Häufung der Datenpunkte in einer bestimmten Art und Weise zu erkennen. Es ist allerdings zu beachten, dass die zu Anfang dieses Kapitels erwähnten Gruppen A1 und A2 aus Abbildung 7.1, welche exorbitant erhöhte Rauschamplituden aufweisen, in dieser Auftragung der nach der Optimierung der Sputterquellen gemessenen Rauschamplituden gänzlich verschwunden sind. Dies bedeutet, dass die Analyse und Optimierung der Sputterquellen insofern erfolgreich war, als dass mit den geometrisch veränderten Sputterquellen nun erfolgreich rauscharme dc-SQUIDs hergestellt werden können. Zusätzlich ergibt die Ähnlichkeit der Rauschamplituden in Abbildung 7.14 im Zusammenhang mit den ähnlich reinen Magnetisierungs-Testfolien einen weiteren Hinweis darauf, dass die Magnetisierung von SiO_2 -Testfolien tatsächlich Aufschluss über das SQUID-Rauschen geben kann. Dieser Zusammenhang wird im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

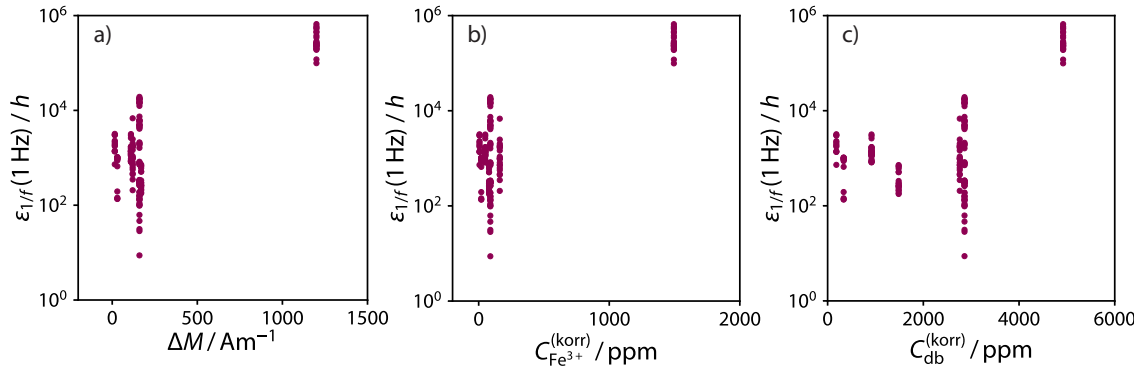


Abbildung 7.15: Halblogarithmische Darstellung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit von a) der gesamten Magnetisierungsänderung ΔM der Testfolie im Temperaturverlauf, b) der experimentell bestimmten Konzentration der Fe^{3+} -Ionen und c) der experimentell bestimmten Konzentration an freien Bindungselektronen.

7.5 Zusammenhang zwischen Energiesensitivität und Magnetisierung

Abschließend werden in diesem Abschnitt alle im Rahmen dieser Arbeit bei tiefen Temperaturen experimentell ermittelten Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ mit den magnetischen Eigenschaften der jeweils zugehörigen SiO_2 -Schichten in Verbindung gesetzt. Dazu wurden die Temperaturverläufe der Magnetisierung der jeweiligen SiO_2 -Probe durch die gemessene Magnetisierungsänderung über dem gesamten Temperaturbereich ΔM , sowie die durch die numerische Anpassung der Gleichung (7.5) an die Datenpunkte ermittelte Anzahldichte $C_{\text{Fe}^{3+}}^{(\text{korr})}$ an Fe^{3+} -Ionen und $C_{\text{db}}^{(\text{korr})}$ freien Bindungselektronen quantitativ parametrisiert. In Abbildung 7.15 sind jeweils die gemessenen Energiesensitivitäten $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit der zugehörigen Kenngröße dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine große Magnetisierungsänderung ΔM , ähnlich wie eine hohe Konzentration an magnetischen Verunreinigungen, eine entsprechend erhöhte Amplitude des $1/f$ -artigen Exzessflussrauschens nach sich zu ziehen scheint. Durch die Häufung der Datenpunkte bei geringen magnetischen Verunreinigungen und bei einem stark erhöhten Wert, der auf den Ursprungszustand der DCA-Sputteranlage zurückzuführen ist, ist kein spezieller funktioneller Zusammenhang erkennbar. Aus Teil c) der Abbildung ist ersichtlich, dass es zwischen ungefähr 0 ppm und 3000 ppm freie Bindungselektronen keine signifikante Änderung der Energiesensitivität gibt. Bei höheren Konzentrationen kann allerdings eine Erhöhung der Energiesensitivität festgestellt werden. Das kann bedeuten, dass es einen Schwellenwert für die Konzentration an freien Bindungselektronen gibt, unterhalb dessen andere Effekte das niederfrequente Flussrauschen dominieren. Simulationen nach der First Principles Calculations Methode [Ade17] haben jedoch ergeben, dass

die Anzahldichte an freien Bindungselektronen innerhalb der SiO₂-Schicht überhaupt nicht zum 1/*f*-artigen Exzessflussrauschen supraleitender Bauteile beiträgt. Eventuell existieren weitere magnetische Verunreinigungen mit den für die freien Bindungselektronen angenommenen Parametern, die zum selben oder mit geringfügigen Änderungen der Anpassungsfunktion zu einem ähnlichen Ergebnis führen würden. An dieser Stelle kann jedenfalls festgehalten werden, dass die magnetischen Eigenschaften der zur Fertigung von dc-SQUIDs verwendeten Materialschichten eindeutig einen direkten Einfluss auf die Funktionsweise und Qualität der supraleitenden Bauteile besitzen. Weiterhin wurde in diesem Kapitel gezeigt, dass käuflich zu erwerbende Sputterquellen gegebenenfalls geometrisch optimiert werden müssen, um Schichten mit geringen magnetischen Verunreinigungen abscheiden zu können. In einem weiterführenden Experiment sollten weitere Sputterquellen und andere Depositionstechniken für Siliziumdioxid sowie Reinigungsschritte, die beispielsweise eine Ionenkanone beinhalten, in die Analyse mit einbezogen werden. Außerdem könnte der Gehalt an magnetischen Verunreinigungen gezielt manipuliert werden, um einen eventuellen funktionalen Zusammenhang zwischen der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ und den magnetischen Eigenschaften des Siliziumdioxids zu ergründen.

8. Einfluss des supraleitenden Materials auf das niederfrequente Flussrauschen von dc-SQUIDs

Experimentelle Beobachtungen [Kem16] sowie theoretische Betrachtungen [Wu12, LaF15] haben bereits die Aufmerksamkeit auf eine eventuelle Materialabhängigkeit des $1/f$ -artigen Flussrauschens in supraleitenden Quantenbauteilen gelenkt. Dabei kann die Wahl des für die Leiterschleife verwendeten supraleitenden Materials aus verschiedenen Gründen entscheidend für die Leistungsfähigkeit des gesamten supraleitenden Bauelements sein.

Zunächst ist bekannt, dass verschiedene Materialien individuelle Eigenschaften hinsichtlich der Adsorption von Gasen aufweisen [Zar77]. Auch können sich die Oberflächeneigenschaften von Metallschichten aufgrund von Einzelheiten bei der Deposition im Dünnschichtverfahren [Ima92, Du07, Tsu93] oder ihrer natürlichen Oxidationsschicht [Eve15, Cab49, Feh70, Hal87, Gra75, Sch92, Ant03, Kha87, Isa80b, Fab72] unterscheiden. Daher könnten materialabhängige Eigenschaften der Oberfläche der SQUID-Leiterschleife zu Unterschieden hinsichtlich des niederfrequenten Zusatzflussrauschens führen. So wurde in der Vergangenheit bereits die Rolle von adsorbiertem molekularem Sauerstoff (O_2) bei der Entstehung von niederfrequentem Zusatzflussrauschen in dc-SQUIDs aus Al und Nb beleuchtet [Kum16]. Dabei konnte gezeigt werden, dass die spektrale Leistungsdichte des niederfrequenten Zusatzflussrauschens um einen Faktor 5 verringert werden kann, indem die Oberfläche der mit SiN_x überzogenen Probe durch eine spezielle Ultrahoch-Vakuumprozedur oder eine Behandlung mit Ammoniak (NH_3) von den O_2 -Molekülen befreit und passiviert wurde. Die Rolle von adsorbierten O_2 -Molekülen auf einer Al_2O_3 -Oberfläche wurde bereits unter Verwendung der Dichtefunktionaltheorie (DFT) und durch Monte-Carlo-Simulationen [Wan15] untersucht. Auf ähnliche Weise wurde die Adsorption von Wasserstoff (H) und O_2 -Molekülen auf Al_2O_3 -Oberflächen [dG17] und Wasserstoffatomen auf Resonatoren aus Niob-Nitrid (NbN) [dG18] detailliert untersucht. In [Wan18] wurde bereits atomarer Wasserstoff auf Al_2O_3 -Oberflächen als Quelle von niederfrequentem Flussrauschen in SQUIDs vorgeschlagen. In diesem Zusammenhang wurde auch berechnet, dass die Anwesenheit von Wasserstoffatomen auf einer Oberfläche die Adsorption von O_2 -Moleküle, die ihrerseits auch niederfrequentes $1/f$ -artiges Zusatzrauschen verursachen können, erleichtern [Wan18]. Durch eine thermische Behandlung bei einer Temperatur von $T = 300^\circ C$ lässt sich nach [dG17, dG18] die Anzahlflächendichte an Spins drastisch verringern. Infolge der Wärmebehandlung kann das durch die adsorbierten Wasserstoff-Atome entstandene $1/f$ -artige Rauschen verringert werden, jedoch nicht vollständig eliminiert werden. Daher ist davon auszugehen,

dass zwar ein Teil der Ursachen für das niederfrequente Rauschen beseitigt werden konnte. Allerdings gibt es offensichtlich noch einen Restbestand an Spins auf der Oberfläche oder einen anderen Grund für die Entstehung des niederfrequenten Rauschens. Auch die Ergebnisse der Untersuchung von $1/f$ -artigem Flussrauschen in Aluminium-basierten Qubits in [Qui17] sind vermutlich durch die Anwesenheit von adsorbiertem atomarem Wasserstoff oder Sauerstoffmolekülen erklärbar.

Aber auch die verwendeten Materialien selbst könnten einen Einfluss auf das resultierende Flussrauschen haben. So ist beispielsweise denkbar, dass der Kernspin eines Materials Einfluss auf das niederfrequente Flussrauschen haben könnte. Dies wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

8.1 Niederfrequentes Flussrauschen aufgrund von Kernspins

Auf der Suche nach dem Ursprung des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in dc-SQUIDs sind interagierende Spins auf Oberflächen des SQUIDs oder Substrats als Entstehungsursache eine weithin akzeptierte These. Es konnte beispielsweise durch Monte-Carlo-Simulationen von Ising-Spin-Gläsern gezeigt werden, dass interagierende Spins $1/f$ -artiges Flussrauschen sowie Induktivitätsrauschen erzeugen [Che10]. Dabei ist noch nicht exakt spezifiziert worden, welcher Natur die Spins sind. Eine Möglichkeit stellen Kernspins dar. Der Einfluss des Kernspins I auf das niederfrequente magnetische Zusatzflussrauschen wurde in der Vergangenheit bereits einige Male diskutiert. So beschreiben Faoro und Ioffe [Fao08] sowie Wu und Yu [Wu12] Effekte, die durch die Wechselwirkung der Kernspins innerhalb eines Materials, das beispielsweise die Induktivität eines SQUIDs bildet, mit den Spins von Elektronen auf der Oberfläche des Materials auftreten. Zunächst wird [Fao08] ausgeschlossen, dass die durch Leitungselektronen mediierte Interaktion von Kernspins zum niederfrequenten Flussrauschen in dc-SQUIDs beitragen kann, da berechnet wurde, dass die spektrale Leistungsdichte von durch Kernspins verursachtem Flussrauschen $S_{\phi,1/f} \propto l, w$ proportional zu einer linearen Längendimension der SQUID-Spule ist. Dies steht im Gegensatz zu der experimentellen Beobachtung, die ergibt, dass niederfrequentes Flussrauschen in dc-SQUIDs nahezu größenunabhängig ist. Ferner stimmen die hier erwarteten Frequenzskalen und die bei Kernspins erwartete Abhängigkeit des Exzessrauschens vom Substrat nicht mit experimentellen Beobachtungen überein. Im Gegensatz dazu wird in [Wu12] berechnet, dass durch die Hyperfeininteraktion zwischen den Spins von Elektronen, die sich in einem harmonischen Potential befinden, und nahegelegenen Kernspins ein niederfrequentes $1/f$ -artiges Exzessflussrauschen ergibt, dessen spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f} \propto l/w$ mit dem Verhältnis aus der Länge l und der Breite w der SQUID-Leiterschleife skaliert. An dieser Stelle bezeichnet λ die London'sche Eindringtiefe. Dieses Ergebnis stimmt auch mit den

Isotop	nat. Isotopenhäufigkeit (%)	Kernspin I $\hbar/(2\pi)$
^{27}Al	100	5/2
^{64}Zn	48,6	0
^{66}Zn	27,9	0
^{68}Zn	18,8	0
^{67}Zn	4,1	5/2
^{70}Zn	0,6	0
^{93}Nb	100	9/2
^{115}In	95,71	9/2
^{113}In	4,29	9/2
^{181}Ta	99,988	7/2
^{180m}Ta	0,012	9
^{208}Pb	52,4	0
^{206}Pb	24,1	0
^{207}Pb	22,1	1/2
^{204}Pb	1,4	0

Tabelle 8.1: Übersicht über die natürliche Isotopenzusammensetzung und den Kernspin I einiger gängiger supraleitender Elemente.

Erwartungen in [Fao08] überein. LaForest und de Sousa [LaF15] diskutieren ferner, dass Kernspins innerhalb des Vollmaterials zum niederfrequenten Flussrauschen eines dc-SQUIDs beitragen können, auch wenn ihr Anteil in Bauteilen aus Aluminium oder Niob mit ungefähr 5% des Gesamttrauschens vergleichsweise gering ist. Hierbei wird ein Modell verwendet, das die direkte Interaktion zwischen Spins gleicher Spezies beschreibt, wobei die Natur der Spins zunächst nicht festgelegt ist. Die in diesem Zusammenhang berechnete Rauschleistung ist abhängig von dem Ausdruck $I(I+1)$, dem Landé-Faktor g und der Gitterkonstante des jeweiligen Materials. Hieraus ergibt sich, dass die von Kernspins im Inneren der supraleitenden Struktur verursachte Rauschleistung für SQUIDs mit einer Leiterschleife aus Aluminium gegenüber der von Niob-SQUIDs um einen Faktor 2,3 verringert sein sollte.

In Tabelle 8.1 sind die natürlichen Isotopenzusammensetzungen und der Kernspin I der jeweiligen Isotope einiger supraleitender Materialien aufgelistet [Lid97]. Die

Elemente Niob, Indium, und Aluminium bestehen zu jeweils 100 % aus Isotopen, die einen Kernspin von $I = 9/2$ respektive $I = 5/2$ haben. Vernachlässigt man den geringen Anteil von 0,012 % des metastabilen Isotops ^{180m}Ta , so kann man annehmen, dass auch in dem Element Tantal ausschließlich Isotopen mit dem Kernspin $I = 7/2$ vorkommen. Im Gegensatz dazu hat Blei eine mittlere natürliche Isotopenzusammensetzung mit einem Anteil von insgesamt 77,9 % an Isotopen mit $I = 0$ und lediglich 22,1 % an ^{207}Pb mit einem von 0 verschiedenen Kernspin. Das Element Zink besteht im Mittel sogar zu 95,9 % aus Isotopen mit $I = 0$. Nach der Theorie von [Wu12] und [LaF15] nehmen Kerne mit $I = 0$ nicht an der Interaktion mit anderen Spins teil. Somit kann man erwarten, dass die Verwendung von Blei oder Zink als Material für die SQUID-Leiterschleife eine Verringerung des $1/f$ -artigen Rauschens nach sich zieht, da insgesamt weniger Kernspins für eine Interaktion zur Verfügung stehen und der mittlere Abstand zu den lokalisierten Elektronen größer ist. In [Wu12] wird abgeschätzt, dass sich die spektrale Leistungsdichte bei der Verwendung von Blei um einen Faktor $100/22 = 4,5$ und bei der Verwendung von Zink um einen Faktor $100/4 = 25$ gegenüber der Verwendung von Niob und Aluminium verringert. Hierbei wurde angenommen, dass für alle betrachteten Materialien dieselbe atomare Anordnung und eine vergleichbare Anzahlflächendichte an Spins auf der Oberfläche zugrunde gelegt werden kann.

Analog zu der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Kernspins sind weitere Interaktionsszenarien, die Kernspins involvieren, denkbar. In einem metallischen Festkörper kommen zur Interaktion mit Kernspins zunächst Elektronen in Frage. Die Interaktion zwischen Kernspins und Elektronen im Festkörper verläuft auf Zeitskalen, die durch die Korringa-Konstante [Kor50] bestimmt werden und bei tiefen Temperaturen einige bis einige hundert Sekunden betragen. In einem isolierenden Festkörper oder einem Supraleiter bei sehr niedrigen Temperaturen, der so gut wie keine Quasiteilchen mehr enthält, können Kernspins nur mit Phononen Energie austauschen. Dieser Austausch wird durch die Kernspin-Gitter-Zeitkonstante charakterisiert, welche in einem sauberen kristallinen Festkörper eine Woche und mehr betragen kann [WJ66]. Die in isolierenden Dünnschichten und auf oxidierten Oberflächen vorhandenen atomaren Tunnelsysteme können die Relaxationszeiten von Kernspins massiv verkürzen. Atomare Tunnelsysteme bestehen aus einem oder mehreren Atomen, die mehrere stabile Gleichgewichtslagen besitzen können, zwischen denen sich das Tunnelsystem durch quantenmechanisches Tunneln hin- und herbewegen kann [Phi72, And72]. Ist ein Atom mit Kernquadrupolmoment Teil eines solchen Tunnelsystems, so verstärkt sich dadurch die Kopplung zwischen dem Kernmoment und den Gitterschwingungen [Wür02, Sze78]. Der Grund hierfür ist, dass das Tunnelsystem durch die Phononen zum Übergang zwischen seinen Zuständen angeregt werden kann und die Kernspinzustände über das elektrische Kernquadrupolmoment und die Orientierung der lokalen elektrischen Feldgradienten an die Tunnelsystemzustände

gekoppelt sind. Auch Kerne mit einem Quadrupolmoment, die zwar nicht Teil des Tunnelsystems sind, sich jedoch in der Nähe von atomaren Tunnelsystemen befinden, wechselwirken mit diesen, da mit dem Tunneln von einer Gleichgewichtslage in die andere eine Änderung der lokalen Ladungsverteilung verbunden ist. Somit ändern sich auch die elektrischen Feldgradienten in der Umgebung des Tunnelsystems, an welche das Kernquadrupolmoment koppelt. Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass Tunnelsysteme im Festkörper zwei Rollen einnehmen. Einerseits agieren sie als Vermittler zwischen Quadrupolmoment tragenden Kernen und Phononen und verkürzen die Kernspin-Gitter-Relaxationszeit. Andererseits stellen sie ein eigenes thermodynamisches System an Freiheitsgraden dar, welches bei der Kernspinrelaxations als Bad zur Verfügung steht [Luc14, Luc16]. Somit wird ein durch Kernmomente verursachter Anteil an niederfrequentem Zusatzflussrauschen mit großer Wahrscheinlichkeit durch die Anwesenheit von Tunnelsystemen modifiziert beziehungsweise verstärkt.

Wie in Kapitel 5 bereits erwähnt, gibt auch die der Vergleich verschiedenster supraleitender Quantenbauelemente [Kem16] Anlass zur Annahme einer Materialabhängigkeit des niederfrequenten Flussrauschens. So ist in der Abbildung 5.1 b) zu erkennen, dass der Wert der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ eines aus Aluminium gefertigten Qubits niedriger ist als der Wert für Niob-Qubits. Berücksichtigt man die Isotopenzusammensetzung sowie den Kernspin von Nb und Al, so ist ein derartiger Trend nach der oben ausgeführten Diskussion qualitativ zu erwarten. Eine quantitative Übereinstimmung liegt allerdings nicht vor, insbesondere da Kernspins nur einen vergleichsweise geringen Anteil zum Flussrauschen beitragen sollten. Darüber hinaus ist in Abbildung 5.1 b) zu erkennen, dass aus einer Kombination von Niob und Blei-Indium gefertigte SQUIDs tendentiell eine gegenüber reinen Blei-Indium-SQUIDs erhöhte Amplitude des niederfrequenten Zusatzflussrauschens besitzen. Da sowohl Niob als auch Indium ausschließlich Isotope mit $9/2$ enthalten, liegt der einzige für die Materialabhängigkeit der Energiesensitivität relevante Unterschied zwischen den beiden SQUID-Arten im Bleianteil. Dieser sollte den Anteil an zur Wechselwirkung vorhandener Kernspins gegenüber den reinen Elementen Niob und Indium quasi verdünnen. Damit ist nach der in [Wu12] geführten Argumentation zu erwarten, dass SQUIDs mit einem höheren Bleianteil eine niedrigere Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ aufweisen. In diesem Zusammenhang scheint die Beobachtung, dass die Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ für SQUIDs mit ausschließlich aus Niob gefertigten Leiterschleifen tendentiell niedriger ist als die der SQUIDs mit Bleianteil, zunächst nicht stimmig zu sein. Es muss hierbei jedoch erwähnt werden, dass die SQUIDs zu unterschiedlichen Zeiten in verschiedenen Arbeitsgruppen mit teils stark voneinander abweichenden Fabrikationsprozessen für die Josephson-Kontakte entstanden sind. Insbesondere wurden die Josephson-Kontakte der SQUIDs mit Bleianteil sämtlich mit Hilfe einer Nb/NbO_x/PbIn-Technologie hergestellt, während die SQUIDs mit reiner Niob-Leiterschleife Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte besit-

zen. Hierin kann der Grund für die scheinbar zu niedrige Energiesensitivität der Niob-SQUIDs liegen, da Josephson-Kontakte auf NbO_x -Basis zu deutlich stärkeren niederfrequenten I_0 -Fluktuationen neigen als AlO_x -basierte Josephson-Kontakte [VH04, Wel88, Sav87, Fog86, Koc82, Cro89].

8.2 Experimentelle Methode zur Untersuchung der Materialabhängigkeit des niederfrequenten Flussrauschens

Die in den beiden vorangegangenen Abschnitten diskutierten experimentellen Ergebnisse und theoretische Berechnungen weisen direkt oder indirekt auf einen möglichen Einfluss des Materials der supraleitenden Leiterschleife auf das niederfrequente Flussrauschen in dc-SQUIDs hin. Bisher wurde jedoch noch keine systematische Untersuchung des $1/f$ -artigen Zusatzflussrauschens in supraleitenden Quantenbauteilen mit variierenden Materialien durchgeführt. Ein im Rahmen dieser Arbeit angestrebtes Ziel ist daher die Entwicklung einer Methode zur vergleichenden experimentellen Untersuchung von niederfrequentem Exzessflussrauschen in dc-SQUIDs hinsichtlich der Wahl verschiedener supraleitender Materialien der SQUID-Leiterschleife. Konkret wurde diese in der vorliegenden Arbeit entwickelte experimentelle Vorgehensweise anhand der Materialien Nb und Al angewendet. Die geplante Ausweitung auf weitere Elemente wie Ta, Zn oder Pb konnte bedingt durch Probleme bei der Findung eines zuverlässigen Depositionsprozesses nicht durchgeführt werden. Daher können zum jetzigen Zeitpunkt lediglich zwei Materialien innerhalb der angewendeten Methode hinsichtlich des niederfrequenten Flussrauschens in dc-SQUIDs verglichen werden. Zunächst wird in diesem Abschnitt das Prinzip der erdachten Methode erläutert. Darunter fallen die Entwurfzeichnungen und Details zur Herstellung, die von dem in 4.6 beschriebenen Standardprozess zur Fabrikation unserer dc-SQUIDs abweichen. Im nächsten Abschnitt folgt dann die Präsentation der experimentellen Ergebnisse und deren Interpretation.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum Vergleich der Materialeigenschaften hinsichtlich des niederfrequenten Flussrauschens sowohl einfache Washer-SQUIDs als auch 16-SQUID-Arrays entworfen und hergestellt. Die eigens hierzu erstellten Entwurfzeichnungen ermöglichen die Herstellung von nahezu baugleichen SQUIDs, die sich lediglich im Material der SQUID-Leiterschleife unterscheiden. Dabei stammen die Josephson-Kontakte, die Shunt-Widerstände sowie alle Zuleitungen und Bondpads aus demselben Fabrikationsprozess. Die Verwendung der mittels der bereits etablierten Nb/Al- AlO_x /Nb-Dreischicht-Technologie hergestellten Josephson-Kontakte stellt die Vergleichbarkeit zu den in der Metastudie [Kem16] erwähnten Niob-SQUIDs sicher. Dabei wird eine modular aufgebaute SQUID-Geometrie eingesetzt, bei der zunächst jeweils der Bereich der Josephson-Kontakte und Shunts eines SQUIDs nach

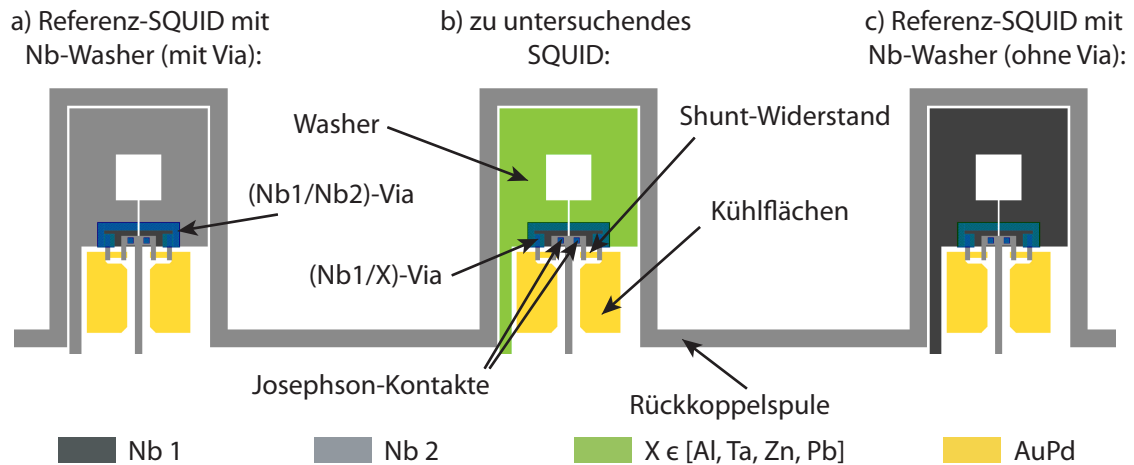


Abbildung 8.1: Entwurfzeichnung einfacher Washer-SQUIDs, welche auf dem Chip in Gruppen zu drei bzw. fünf SQUIDs nebeneinander angeordnet sind. Dabei wird ein SQUID b), dessen Washer aus dem zu untersuchenden Material wie z.B. Al, Ta, Zn oder Pb besteht, von jeweils zwei bzw. vier SQUIDs a) und c) eingerahmt, bei denen der jeweilige Washer aus Nb gefertigt ist. Um eventuelle Unterschiede festzustellen, wurde jeweils eine gleiche Anzahl an SQUIDs gewählt, bei denen der Washer in der Nb1 oder Nb2-Lage realisiert ist. Die SQUIDs einer Gruppe sind induktiv an eine gemeinsame Rückkoppelspule gekoppelt.

dem in Abschnitt 4.6 diskutierten Standardverfahren fertiggestellt wird. Danach wird das Substrat in vier Teile zerteilt, welche einzeln weiterprozessiert werden können. Die SQUIDs werden durch die Herstellung der Leiterschleife im Lift-Off-Prozess mit dem gewünschten Material im letzten Prozessschritt finalisiert. Die supraleitende Verbindung der Josephson-Kontakte mit der Leiterschleife wird hierbei durch eigens dazu vorgesehene Aussparungen in den Isolationsschichten realisiert. Die Verwendung der Lift-Off-Technik bietet gegenüber eines Ätzschrittes den Vorteil, dass kein separater Ätzprozess für jedes neue Material entwickelt werden muss, da der Lift-Off-Prozess unabhängig vom Material ist. In Abbildung 8.1 ist die Entwurfzeichnung der einfachen Washer-SQUIDs in ihrer Originalanordnung auf dem Chip gezeigt. Die SQUIDs sind in Gruppen zu drei bzw. fünf SQUIDs angeordnet, wobei jeweils Niob-SQUIDs mit einer Leiterschleife aus Nb1 respektive Nb2 um das SQUID mit dem zu untersuchenden Leiterschleifenmaterial herum verteilt sind. Dies gewährleistet einen direkten Vergleich zwischen den in 8.1 a) und c) gezeigten konventionellen SQUIDs und dem in 8.1 b) dargestellten SQUID, das aus dem zu untersuchenden Material besteht. Die grüne Fläche in 8.1 b) zeigt den aus einem beliebigen supraleitenden Material bestehenden SQUID-Washer, welcher eine simulierte Induktivität von $L_s = 87 \text{ pH}$ besitzt. Die SQUIDs einer Gruppe sind induktiv mit einer gemeinsamen Rückkoppelspule verbunden, welche in einem Abstand von $3 \mu\text{m}$ entlang der Washer-Außenkanten verläuft und jeweils zum SQUID-Washer eine Kopplung von $M^{-1} = 40,5 \mu\text{A}/\Phi_0$ auf-

weist. Die beiden Josephson-Kontakte besitzen eine Fläche von $A_{JJ} = 36 \mu\text{m}^2$ bei einer angestrebten kritischen Stromdichte von $j_c = 26 \text{ A/cm}^2$ und sind zur Vermeidung hysteretischen Verhaltens über einen parallelgeschalteten AuPd-Widerstand mit einem nominellen elektrischen Widerstand von $R = 2,5 \Omega$ kurzgeschlossen. Zur besseren Thermalisierung sind die Shunt-Widerstände mit Kühlflächen aus AuPd verbunden. Bei den in dieser Arbeit charakterisierten SQUIDs mit Leiterschleife aus Aluminium wurde eine Schichtdicke von 600 nm gewählt. Die so hergestellten einzelnen Washer-SQUIDs wurden unter Verwendung des in Abschnitt 4.2 beschriebenen zweistufigen SQUID-Aufbaus oder des in Abschnitt 4.3.4 diskutierten Kreuzkorrelationsmessaufbaus hinsichtlich ihres niederfrequenten Flussrauschens charakterisiert. Da der Teil der SQUID-Leiterschleife, der direkt an die Josephson-Kontakte angrenzt, bei allen hier gezeigten SQUIDs identisch ist, erwartet man für alle Designs einen gleichbleibenden Anteil $S_{\phi,1/f,\text{Basis}}$ im niederfrequenten Zusatzflussrauschen. Zusätzlich dazu liefert der Rest der SQUID-Leiterschleife, der aus Niob oder einem anderen supraleitenden Material X bestehen kann, einen Anteil $S_{\phi,1/f,\text{Washer}}$ am niederfrequenten Flussrauschen. Das gemessene $1/f$ -artige Flussrauschen wird durch die Summe $S_{\phi,1/f,\text{gem.}} = S_{\phi,1/f,\text{Basis}} + S_{\phi,1/f,\text{Washer}}$ der beiden Anteile beschrieben.

Der Washer des in 8.1 b) abgebildeten SQUIDs wird an den im Bild als (Nb1/X)-Via bezeichneten Stellen durch den Übergang zwischen der unteren Nioblage Nb1 und der später aufgetragenen Lage des zu untersuchenden Materials X unterbrochen. Durch die als Via bezeichnete Aussparung in der Isolationslage kommt an dieser Stelle ein supraleitender Kontakt zwischen den beiden Materialien zustande. Ob und inwiefern sich die Anwesenheit der Vias auf das Rauschen der SQUIDs auswirkt, soll durch den Vergleich mit den in 8.1 a) und c) dargestellten SQUIDs getestet werden. Im Gegensatz zu dem in c) gezeigten Nb-SQUID, dessen Washer gänzlich aus der Nb1-Lage besteht, gibt es in der SQUID-Leiterschleife des in a) abgebildeten Nb-SQUIDs zwei Übergänge zwischen Nb1 und Nb2. Durch den Vergleich dieser beiden SQUID-Typen hinsichtlich ihres niederfrequenten Flussrauschens kann festgestellt werden, ob sich durch die Anwesenheit der Vias innerhalb der SQUID-Leiterschleife Probleme ergeben. Effekte, die durch den Kontakt zwischen zwei verschiedenen supraleitenden Materialien zustandekommen, und die in dem in 8.1 b) gezeigten SQUID an den Grenzen zwischen Nb1 und dem Material X auftreten könnten, werden dadurch jedoch offensichtlich nicht ausgeschlossen.

Wie in Kapitel 5 und [Kem16] diskutiert, gibt es experimentelle Hinweise darauf, dass sich N -SQUID-Arrays hinsichtlich ihres niederfrequenten Zusatzflussrauschens anders verhalten als einzelne SQUIDs. Daher ist es angebracht, in eine Untersuchung zur Materialabhängigkeit des $1/f$ -artigen Zusatzrauschens nicht nur einzelne SQUIDs, sondern auch SQUID-Arrays miteinzubeziehen. In Abbildung 8.2 sind die Entwurfzeichnungen von jeweils vier SQUID-Zellen eines 16-SQUID-Serien-Arrays a)

SQUID-Leiterschleife auf demselben Chip herzustellen. Daher wurden jeweils zwei baugleiche SQUID-Arrays auf einem Chip hergestellt. Der Entwurf für die gesamte Charge enthält dabei zusätzlich SQUID-Arrays aus Niob zum Vergleich der Eigenschaften des niederfrequenten Flussrauschens mit den SQUID-Arrays des zu untersuchenden Materials. Diese Methode bietet zusätzlich den Vorteil, dass alle hergestellten SQUID-Arrays in einer praktischen Verwendung als Tieftemperatur-Verstärker Verwendung finden können, da der Entwurf entsprechend an die Gegebenheiten eines realen SQUID-Aufbaus angepasst ist. Das niederfrequente Flussrauschen der auf diese Weise hergestellten SQUID-Arrays wurde wie in Abschnitt 4.1 beschrieben gemessen und das parasitäre Strom- und Spannungsrauschen der SQUID-Elektronik wurde im Nachhinein von den Messwerten abgezogen.

8.3 Experimentelle Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das niederfrequente Flussrauschen von insgesamt 11 16-SQUID-Serien-Arrays und zwei einfachen Washer-SQUIDs der Charge HDSQ4bw1 mit Leiterschleifen aus Aluminium bei Temperaturen $T < 1$ K gemessen. Zusätzlich wurden 8 *N*-SQUID-Serien-Arrays und zwei einfache Washer-SQUIDs mit Leiterschleifen aus Niob im gleichen experimentellen Aufbau und Temperaturbereich auf den niederfrequenten Beitrag zum Flussrauschen untersucht. In Abbildung 8.3 sind sowohl die Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ als auch der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})$ aller 16-SQUID-Arrays dieser Messreihe für verschiedene Temperaturen gegenüber dem Rauschexponenten α aufgetragen. In Teil a) der Abbildung sind die Datenpunkte der SQUIDs mit schwacher Kopplung zwischen SQUID-Schleife und Rückkoppelspule und in Teil b) die Datenpunkte von SQUIDs mit starker Kopplung zwischen SQUID-Schleife und Rückkoppelspule aufgetragen. Zum Vergleich wurden jeweils ähnliche aber nicht baugleiche SQUID-Arrays mit Leiterschleifen aus Niob herangezogen. So wurden die mit einer Rückkoppelsensitivität von $M_{\text{fx}}^{-1} = 161 \mu\text{A}/\Phi_0$ schwach gekoppelten Aluminium-SQUIDs mit zwei SQUID-Arrays aus Niob aus derselben Charge verglichen, welche eine relativ schwache Rückkoppelsensitivität von $M_{\text{fx}}^{-1} = 33 \mu\text{A}/\Phi_0$ aufweisen. Die stark gekoppelten Aluminium-SQUIDs mit einer nominellen Rückkoppelsensitivität von $M_{\text{fx}}^{-1} = 10 \mu\text{A}/\Phi_0$ hingegen wurden mit Niob-SQUID-Arrays einer anderen Charge HDSQ14w1 verglichen, welche eine dazu sehr ähnliche Rückkoppelsensitivität von $M_{\text{fx}}^{-1} = 12 \mu\text{A}/\Phi_0$ besitzen. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils eine numerische Anpassung der Gleichungen (5.3) respektive (5.2) an die Datenpunkte der Niob-SQUIDs beziehungsweise der Aluminium-SQUIDs dar. Für die schwach gekoppelten SQUID-Arrays ergibt sich daraus eine Amplitude von $\varepsilon_{1/f}(f_p) = 33,4 h$ und eine Pivoting-Frequenz von $f_p = 7,2\text{ Hz}$ für die Niob-SQUIDs. Analog dazu ergibt

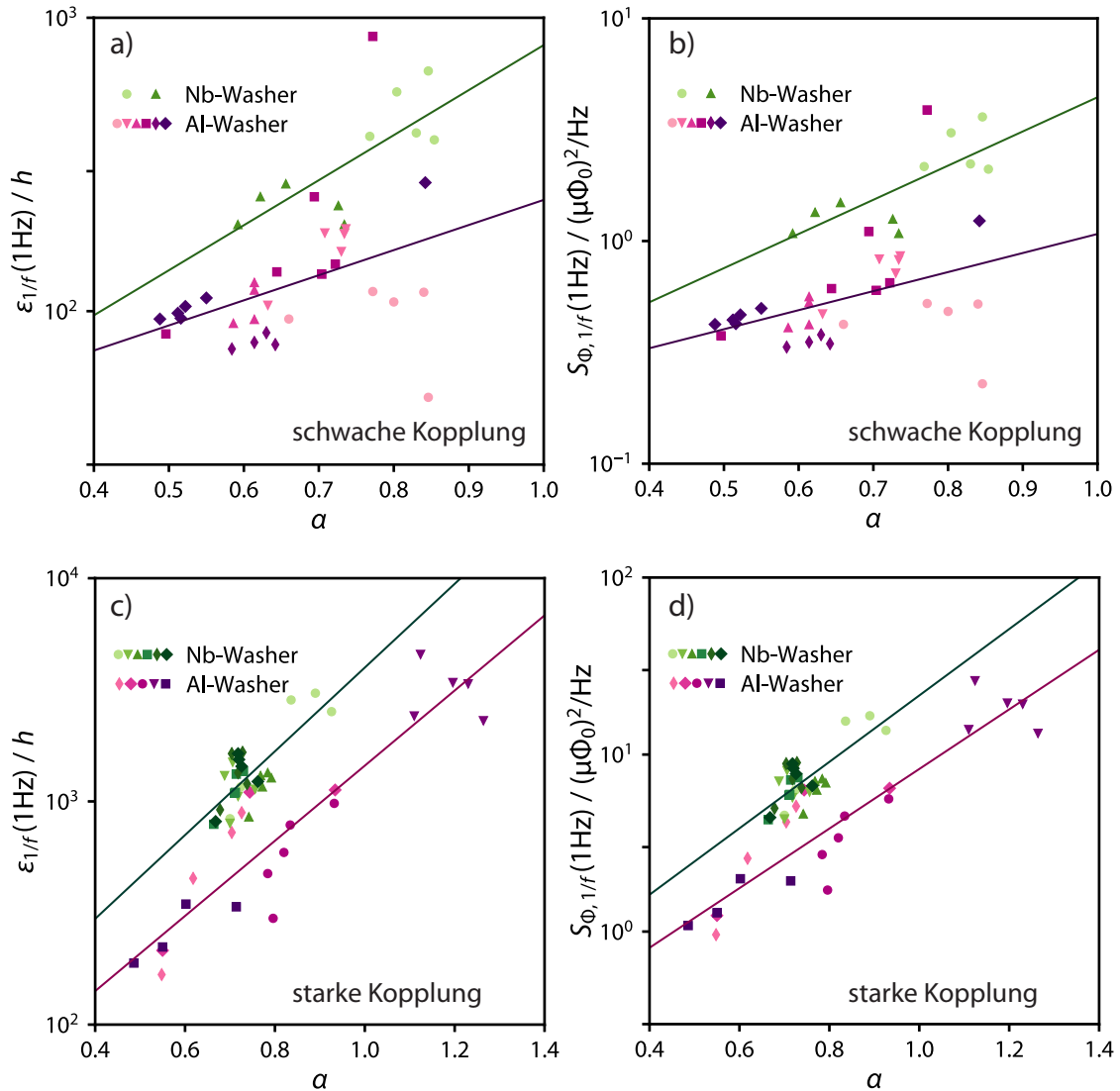


Abbildung 8.3: Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für alle a) schwach und c) stark an die Rückkoppelspule gekoppelten SQUID-Arrays mit Leiterschleifen aus Niob und Aluminium. Analog dazu sind in b) und d) die Werte der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi, 1/f}(1\text{Hz})$ des niederfrequenten Exzessflussrauschens in Abhängigkeit vom Exponenten α für die schwach und stark an die Rückkoppelspule gekoppelten SQUID-Arrays mit Washern aus Niob und Aluminium gezeigt.

die numerische Anpassung eine Amplitude von $\varepsilon_{1/f}(f_p) = 23,5 h$ sowie eine Pivoting-Frequenz von $f_p = 34,3 \text{ Hz}$ für die Aluminium-SQUIDs. Im Falle der stark gekoppelten SQUID-Arrays ergeben sich hingegen für die Niob-SQUIDs eine Amplitude von $\varepsilon_{1/f}(f_p) = 52,9 h$ sowie eine Pivoting-Frequenz von $f_p = 75,2 \text{ Hz}$, und analog dazu für die Aluminium-SQUIDs eine Amplitude von $\varepsilon_{1/f}(f_p) = 30,0 h$ sowie eine Pivoting-Frequenz von $f_p = 48,2 \text{ Hz}$. In beiden Datensätzen ist die Tendenz zu erkennen, dass Niob-SQUIDs bei gleichem Wert des Rauschexponenten α eine höhere Rauschamplitude als SQUIDs aus Aluminium zeigen. Aufgrund der größeren Ähnlichkeit der SQUID-Designs sowie der Tatsache, dass die Niob- und Aluminium-SQUIDs teilweise aus derselben Charge entnommen wurden, sollte diese Tendenz durch die unterschiedlichen Materialien verursacht werden. Eine Möglichkeit, diesen materialabhängigen Effekt zu erklären, stellen die unterschiedlichen Kernspinnmomente von Nb und Al dar. Allerdings ist auch ein Effekt durch die möglicherweise stark unterschiedliche Oberfläche der Niob- beziehungsweise Aluminium-Leiterschleifen denkbar.

In Abbildung 8.3 b) und d) sind dieselben Datenpunkte als spektrale Leistungsdichte $S_{1/f}(1 \text{ Hz})$ gegenüber dem Exponenten α aufgetragen, um die experimentell gefundene Tendenz mit den Vorhersagen aus [LaF15] vergleichen zu können. Diese besagt, dass die durch Kernspins verursachte Rauschleistung

$$\int_{-\infty}^{\infty} S_{\phi}(f) df = S_{\phi}(1 \text{ Hz}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{f^{\alpha}} df \quad (8.1)$$

im Falle eines Niob-SQUIDs um den Faktor 2,3 größer sein sollte als für SQUIDs mit einer Leiterschleife aus Aluminium. Hierbei wurde bereits der frequenzabhängige Verlauf der spektralen Leistungsdichte nach Gleichung (3.39) in die Definition der Rauschleistung eingesetzt. Das Integral auf der rechten Seite der Gleichung (8.1) ist für gleiche Exponenten α konstant, sodass die spektrale Leistungsdichte für dieselben Exponenten α für SQUIDs aus Niob und Aluminium mit demselben Faktor skaliert wie die Rauschleistung. Daher wird nach der Vorhersage in [LaF15] erwartet, dass die spektrale Leistungsdichte für die Aluminium-SQUIDs kleiner ist als die von Niob-SQUIDs. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 8.3 markieren das Ergebnis der numerischen Anpassung der Gleichung (5.2) an die Datenpunkte. Da die extrahierten Pivoting-Frequenzen der Niob-SQUIDs nicht mit denen der Aluminium-SQUIDs übereinstimmen, verlaufen die Linien nicht parallel zueinander. Daher kann für die hier gezeigten Daten unmöglich ein einziger Multiplikationsfaktor $G_{\text{Al-Nb}}$ angegeben werden, der die spektrale Leistungsdichte der Niob-SQUIDs $S_{\phi,1/f,\text{Nb}}(1 \text{ Hz}) = G_{\text{Al-Nb}} S_{\phi,1/f,\text{Al}}(1 \text{ Hz})$ bei allen Rauschexponenten α mit der spektralen Leistungsdichte der Aluminium-SQUIDs verbindet. Der mit dem Rauschexponenten α veränderliche Multiplikationsfaktor $G_{\text{Al-Nb}}$ liegt bei den in Abbildung 8.3 gezeigten Daten ungefähr zwischen 2 und 3. Da die Aluminium-SQUIDs bei gleichem Exponenten α eine niedrigere Rauschamplitude als die Niob-SQUIDs besitzen, stimmen die inner-

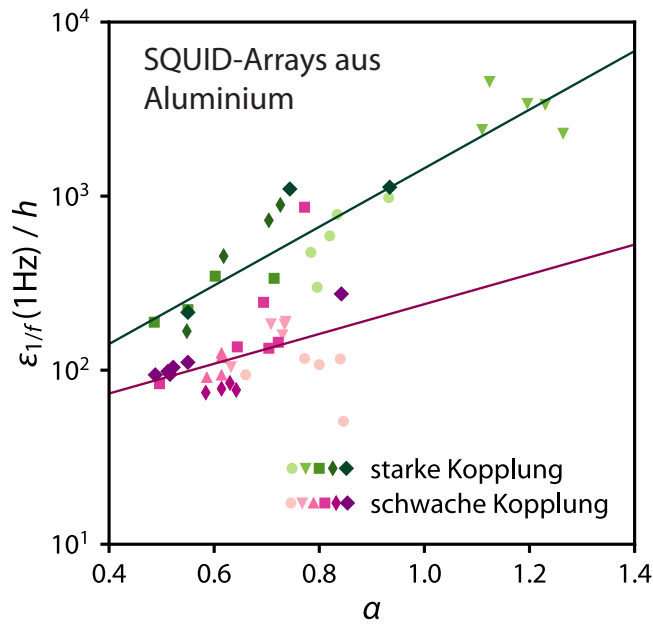


Abbildung 8.4: Gemessene Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für alle SQUID-Arrays mit Leiterschleifen aus Aluminium. Die in grün dargestellten Datenpunkte beziehen sich auf SQUIDs mit starker Kopplung zwischen Leiterschleife und Rückkoppelspule, die Datenpunkte in pink auf SQUIDs mit schwacher Kopplung.

halb dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse qualitativ mit den Vorhersagen aus [LaF15] überein. Eine quantitative Aussage zu treffen, ist an dieser Stelle schwierig, weil der Multiplikationsfaktor $G_{\text{Al-Nb}}$ für die hier gezeigten Daten mit dem Rauschexponenten α ansteigt. Außerdem beträgt der in [LaF15] beschriebene kernspinabhängige Effekt lediglich 5% des berechneten Gesamttausens. Folglich scheint die hier gefundene Materialabhängigkeit der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ nicht alleinig durch die unterschiedlichen Kernspins I in Niob und Aluminium erklärbar zu sein. Möglicherweise gibt es noch einen weiteren Effekt, der dafür sorgt, dass das niederfrequente Flussrauschen in Aluminium-SQUIDs niedriger ist als in Niob-SQUIDs. Dies könnte beispielsweise mit den eingangs des Kapitels erwähnten unterschiedlichen Oberflächenbeschaffenheiten der beiden Materialien zusammenhängen. Sowohl Niob als auch Aluminium neigen an Luftatmosphäre zur Bildung von Oberflächenoxiden [Eve15, Cab49, Feh70, Hal87, Gra75, Sch92, Ant03, Kha87, Isa80b, Fab72]. Falls die unterschiedliche Beschaffenheit der verschiedenen Oberflächen von Aluminium und Niob mit ihren jeweils spezifischen Oxiden unterschiedliche Eigenschaften hinsichtlich der Adsorption von Gasen wie Sauerstoff und Wasserstoff nach sich zieht, könnten die in [Kum16] und [dG17] diskutierten Effekte für einen weiteren materialabhängigen Rauschbeitrag sorgen. Zur Abklärung dieser Hypothese sind weitere Experimente notwendig.

In Abbildung 8.4 sind die Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für die stark und schwach gekoppelten SQUIDs mit Leiterschleife aus Aluminium vergleichend dargestellt. Wieder stellt die durchgezogene Linie jeweils eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte

werden die gemessenen Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ dieser SQUIDs in Abhängigkeit des Exponenten α für verschiedene Temperaturen $T < 1\text{ K}$ präsentiert. Ähnlich zu den Ergebnissen für dc-SQUID-Arrays sind hier die für Niob-SQUIDs gemessenen Werte geringfügig höher als die entsprechenden Werte für die Aluminium-SQUIDs. Auch der Wertebereich, in dem der Exponent α sich befindet, ist bei den Niob-SQUIDs gegenüber dem der Aluminium-SQUIDs leicht erhöht. Die SQUIDs in der Abbildung besitzen nominell die gleiche Induktivität der SQUID-Leiterschleife, weshalb eine Skalierung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ und der spektralen Leistungsdichte $S_\phi(1\text{ Hz})$ mit einem eventuell auftretenden vom Material der Leiterschleife abhängigen Skalierungsfaktor dasselbe Ergebnis liefern würde. Der Skalierungsfaktor G beträgt hierbei im Mittel knapp einen Faktor 1,4. Analog zu den Beobachtungen an den SQUID-Arrays stimmt die Tendenz wieder mit der Vorhersage aus [LaF15] überein. Quantitativ ist der in den Daten sichtbare Effekt größer als der theoretisch vorhergesagte, durch Kernspins verursachte Unterschied der Rauschbeiträge. Daher scheint auch hier ein zusätzlicher materialabhängiger Rauschanteil zu existieren, der wie weiter oben bereits diskutiert, mit den unterschiedlichen Oberflächen von Aluminium und Niob zusammenhängen könnte.

Zum Abschluss dieses Kapitels werden in Abbildung 8.6 die bereits in Kapitel 5 diskutierten Daten mit den hier gezeigten Daten für Aluminium-SQUIDs vergleichend dargestellt. Zu sehen sind die Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für a) einfache SQUIDs und b) SQUID-Arrays. Unterschiedliche Materialien sind farblich codiert, verschiedene Symbole markieren in a) den Unterschied zwischen SQUIDs und Qubits und in b) verschiedene Details der SQUID-Geometrie. Die einfachen Washer-SQUIDs mit Leiterschleifen aus Aluminium sind im unteren Bereich der Abbildung bei relativ niedrigen Energiesensitivitäten angesiedelt und vergleichbar mit Niob-SQUIDs. Allerdings kann nicht festgestellt werden, dass sie sich substantiell von den Niob-SQUIDs abheben oder dass ihre Energiesensitivität signifikant unterhalb derer der Niob-SQUIDs läge. Der Grund hierfür ist möglicherweise die Überlagerung verschiedener weiterer Rauschbeiträge wie z.B. eine mögliche Kontamination der SiO_2 -Schichten. Die in Teil b) der Abbildung dargestellten, sich auf Aluminium-SQUIDs mit schwach gekoppelter Rückkoppelspule beziehenden Datenpunkte liegen zumeist unterhalb der in Kapitel 5 diskutierten Datenpunkte, welche ihrerseits ausschließlich auf Niob-SQUIDs bezogen waren. Die Datenpunkte, welche die stark gekoppelten Aluminium-SQUIDs betreffen, liegen im unteren Wertebereich der Energiesensitivität, unterscheiden sich aber nicht signifikant von den bereits diskutierten Datenpunkten die Niob-SQUID-Arrays betreffend. Zusammen mit den in diesem Kapitel diskutierten Ergebnissen stellt dieser Vergleich ein starkes Indiz für den Einfluss der Materialwahl der SQUID-Leiterschleife, der Rückkoppelspule und der Geometrie der Rückkoppelspule auf die Amplitude sowie den Exponenten α des niederfrequenten Exzessflussrauschens dar. In zukünftigen Ex-

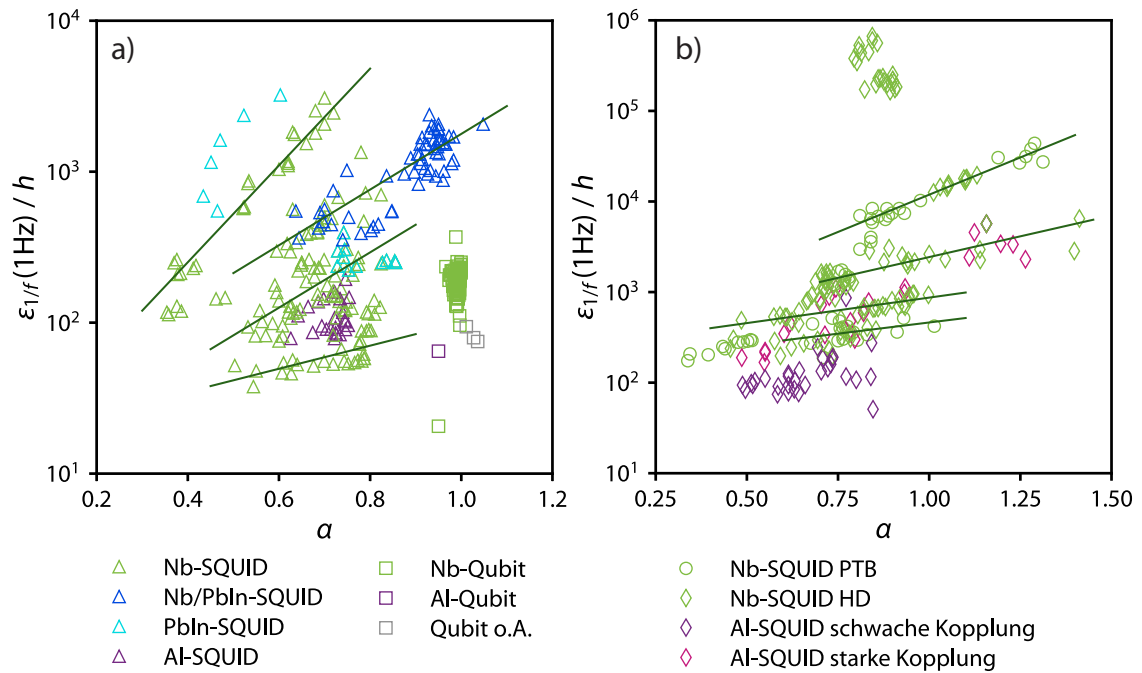


Abbildung 8.6: Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α für alle in [Kem16] diskutierten a) einzelnen SQUIDs sowie b) SQUID-Arrays. Außerdem jeweils enthalten sind die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten einzelnen SQUIDs und SQUID-Arrays mit Leiterschleife aus Aluminium. Die Werte wurden eingeschränkt auf den Temperaturbereich $T < 1\text{ K}$. Die durchgezogenen Linien stellen eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte dar.

perimenten sollten daher weitere Materialien zur Fertigung der SQUID-Leiterschleife verwendet werden, welche einen noch größeren Unterschied der Energiesensitivitäten hervorrufen sollten. Beispiele hierfür sind Blei oder Zink, welche eine nominelle Reduktion des $1/f$ -artigen Rauschanteils um einen Faktor 4,5 respektive 25 gegenüber Niob-SQUIDs nach sich ziehen sollten, sofern Kernspins die alleinige Ursache des niederfrequenten Zusatzflussrauschens sind. Außerdem sollten Maßnahmen zur Vereinheitlichung beziehungsweise Passivierung der Oberflächen der SQUID-Leiterschleifen angewendet werden, um die Vergleichbarkeit der unterschiedlichen SQUIDs zu verbessern.

9. Einfluss von in Niob gespeichertem Wasserstoff auf das niederfrequente Flussrauschen

Aus der Vergangenheit sind bereits mehrere Hinweise auf einen Zusammenhang zwischen niederfrequentem Flussrauschen und der Anwesenheit von Wasserstoff bekannt. Einerseits könnte, wie in Kapitel 8 bereits diskutiert, auf der Materialoberfläche der SQUID-Leiterschleifen adsorbierter atomarer Wasserstoff für die Entstehung von niederfrequentem Zusatzflussrauschen verantwortlich sein. So wurde die Existenz von atomarem Wasserstoff adsorbiert auf Al_2O_3 -Oberflächen experimentell nachgewiesen [dG17]. In [Wan18] wurde der Einfluss von atomarem Wasserstoff auf der Oberfläche von $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3(0001)$ sowie als Zwischengitteratome auf niederfrequentes Flussrauschen von SQUIDs unter Verwendung der Dichtefunktionaltheorie (DFT) untersucht. Weiterhin wurde die Existenz von Wasserstoff oder Sauerstoff auf der Al_2O_3 -Oberfläche von Qubits im Zusammenhang mit $1/f$ -Rauschen in [Qui17] erwähnt. Der Einfluss der Anwesenheit von Wasserstoff auf das niederfrequente Flussrauschen von supraleitenden Resonatoren aus NbN sowie dessen Bekämpfung durch eine thermische Behandlung wurde in [dG18] demonstriert. Neben dem Einfluss von adsorbierten Molekülen und Atomen ist andererseits auch die Bewegung von Zwischengitteratomen innerhalb des Vollmaterials als Ursache für niederfrequentes Flussrauschen denkbar. Dies wurde in [Wan18] bereits in die Überlegungen miteinbezogen. Die Existenz von Zweiniveausystemen aufgrund von Zwischengitteratomen aus Wasserstoff in Aluminiumoxid als Ursache von niederfrequentem Zusatzflussrauschen in supraleitenden Quantenbauteilen wurde in [Gor14, Hol13] vorgeschlagen. Auch innerhalb von Niob-Vollmaterial können Wasserstoff-Tunnelsysteme entstehen [O'H74, Bir76, Wip87, Mor89]. Weiterhin ist bekannt, dass sich Wasserstoff in Niob auf dessen supraleitende Eigenschaften wie beispielsweise die kritische Temperatur T_c auswirkt [Gao13, Jis98, Gup84, DeS63, Hor47, Ohl79, Wel77, Rau65, Isa80a]. Darüber hinaus wurde auch die Degradierung von Nb/Al- AlO_x /Nb-Josephson-Kontakten beobachtet [Hin08, Hin10, Tol10]. Daher drängt sich die Frage auf, ob und in wiefern Wasserstoff innerhalb der aus Niob bestehenden supraleitenden Leiterschleife von dc-SQUIDs deren Eigenschaften hinsichtlich ihres niederfrequenten Flussrauschens ändert beziehungsweise verschlechtert. Sollte dies der Fall sein, ließe sich der vom Wasserstoff verursachte Anteil am niederfrequenten Zusatzflussrauschen beispielsweise durch die Vermeidung der Wasserstoffaufnahme in das Niob-Material eliminieren.

Innerhalb der Fabrikation von supraleitenden Quantenbauteilen kann Wasserstoff einerseits während des Sputterdepositionsprozesses in die Nb-Schicht eingebaut werden, oder aber durch chemische Ätzprozesse in wässrigen Lösungen in die Nb-Struk-

turen eindringen [Tol10]. Im vorliegenden Kapitel werden Methoden und Ergebnisse zusammengefasst, die die Erforschung des Einflusses von in Niob eingeschlossenem Wasserstoff auf das niederfrequente Exzessflussrauschen in dc-SQUIDs betreffen. Es wurde eine Methode zur gezielten Beladung von Niob mit Wasserstoff entwickelt, welche zunächst an mäanderförmigen Teststrukturen erprobt wurde. Dabei wurde der elektrische Widerstand R und der kritische Strom $I_{c,m}$ der Teststrukturen mit und ohne nominelle Wasserstoffbeladung des Niobs bestimmt, um den Einfluss des Wasserstoffgehalts im Niob auf die elektrischen Eigenschaften der Mäander zu erproben. Diese Methode wurde danach auf die Beladung von aus Niob gefertigten dc-SQUIDs ausgeweitet, deren niederfrequentes Flussrauschen experimentell bestimmt wurde.

9.1 Beladung von Niob mit Wasserstoff

Die Eigenschaften von Wasserstoff in Metallen und daraus hervorgehende Anwendungen werden seit vielen Jahrzehnten intensiv untersucht [Ale78a, Ale78b, Wip97, Pus84, Fuk06]. Speziell für das System Wasserstoff in Niob existiert eine beachtliche Anzahl an Übersichtsveröffentlichungen [Sie41, Alb59, Kom60, Vel69, Pry69, Smi83, Oka13], da es für technologische Anwendungen wie die Realisierung von Kernspaltung und -fusion sowie zukünftige Methoden zur Energiespeicherung und -transport interessant ist. Der kovalente Bindungsradius einer Einfachbindung $r_{kov} = 31$ pm von Wasserstoff ist kleiner als der eines Heliumatoms, welcher 46 pm beträgt [Pyy09]. Der berechnete Atomradius hingegen von Wasserstoff beträgt $r_{kalk} = 1,54$ Å, womit dieser größer ist als der berechnete Atomradius $r_{kalk} = 1,34$ Å von Helium [Rah16]. Somit ist das Wasserstoffatom eines der kleinsten Atome überhaupt. Aus diesem Grund sind die diffusiven Eigenschaften von Wasserstoff in metallischen Festkörpern herausragend. So beträgt der Diffusionskoeffizient von Wasserstoff in Niob bei Raumtemperatur $D \approx 8,27 \cdot 10^{-6}$ cm²/s [Fuk85, Var89] und übertrifft den Diffusionskoeffizienten anderer Fremdatome in Niob, wie z.B. Stickstoff und Sauerstoff, um Größenordnungen [Völ78]. Helium diffundiert mit einem Diffusionskoeffizienten $D \approx 7,09 \cdot 10^{-6}$ cm²/s [Lew88] in Niob ähnlich schnell wie Wasserstoff. Der Diffusionskoeffizient

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (9.1)$$

ist proportional zu der Konstante D_0 und hängt exponentiell von der Aktivierungsenergie E_a für diffusive Prozesse ab. Die Aktivierungsenergie der Diffusion von Wasserstoff in Niob bei Raumtemperatur $E_a = 0,106$ eV [Fuk85] ist kleiner als die von Sauerstoff mit $E_a = 1,2$ eV und Stickstoff mit $E_a = 1,7$ eV [Pic82, Sav73]. Weiterhin besitzt Niob sowohl als Vollmaterial als auch als Dünnschicht eine sehr hohe Aufnahmekapazität an Wasserstoff, wobei der atomare Wasserstoffanteil bis zu $c_H \approx 50\%$ betragen kann [Sie41, Kom60, Vel69, Pry69, Ste94, Sch78]. Hierbei ist $c_H = n_H/n_{Nb}$

das Verhältnis der Anzahldichten n_H und n_{Nb} der Wasserstoff- beziehungsweise Niobatome.

Durch thermische Oxidation entstehen Nioboxide auf der Oberfläche von Nb-Strukturen, welche hauptsächlich als Niobpentoxid Nb_2O_5 [Hal87] vorliegen, und durch dünne Schichten anderer Nioboxide wie NbO_2 und NbO vom elementaren Niob getrennt sind [Gra75]. Das Niobpentoxid auf der Nioboberfläche wirkt der Aufnahme von Wasserstoff aus der Luft im Normalfall entgegen [Sch92, Ant03, Kha87, Isa80b, Fab72]. Nach [Tol10] besitzt die Nioboberfläche an sich eine ähnliche, die Wasserstoffaufnahme hemmende Wirkung. Durch eine Oberflächenbehandlung wie beispielsweise chemisch-mechanisches Polieren oder Ätzen (chemisches Ätzen oder plasmaunterstütztes reaktives Ionenätzen) kann die Oxidschicht effektiv entfernt und das Eindringen von Wasserstoff in das Niob begünstigt werden. In feuchter Luft oder in wässrigen Lösungen können Wassermoleküle mit Niob zu Nioboxid reagieren und Wasserstoff abspalten [Tol10]:



In diesem Falls ist das Eindringen von Wasserstoff in Niob ebenfalls möglich. In [Ant03] wurde bereits gezeigt, dass es in wässrigen Lösungen bei der Herstellung von Niobstrukturen zu einer Wasserstoffbeladung des Niobs kommen kann. Des Weiteren existiert die Möglichkeit, dass ein Wassermolekül auf einer sauberen Nioboberfläche durch den Ladungsaustausch



in ein Hydroxid-Ion und ein Wasserstoffatom aufgespalten wird, welches seinerseits in die Metalloberfläche hineindiffundieren kann [Tol10].

Im Zuge der in der Arbeitsgruppe standardmäßig verwendeten Herstellungsmethoden, die im Abschnitt 4.6 zusammengefasst sind, wird die Aluminiumschicht der ursprünglich vollflächig und in-situ aufgetragenen Nb/Al- AlO_x /Nb-Dreischichtstruktur in einem Ätzschritt nasschemisch weggeätzt, um die eigentlichen Josephson-Kontakte zu erzeugen. Dieser Fertigungsschritt führt zu einer Situation, in der die Nioboberfläche wie oben beschrieben einer wässrigen, ätzenden Lösung ausgesetzt ist. Daher stellt sich die Frage, ob in diesem Prozessschritt eine Wasserstoffbeladung der unteren Niobschicht der Dreischichtstruktur stattfindet und ob diese nachfolgend einen negativen Einfluss auf die Eigenschaften des niederfrequenten Flussrauschens der dc-SQUIDs hat. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb zunächst anhand von einfachen mäanderförmigen Teststrukturen aus einer Nb/Al-Zweischichtstruktur studiert, unter welchen Umständen die Wasserstoffbeladung stattfindet. Auf diese Weise kann der Beladungsmechanismus und seine Eigenschaften getestet werden, bevor die Erkenntnisse auf die Fabrikation von komplexeren Strukturen wie

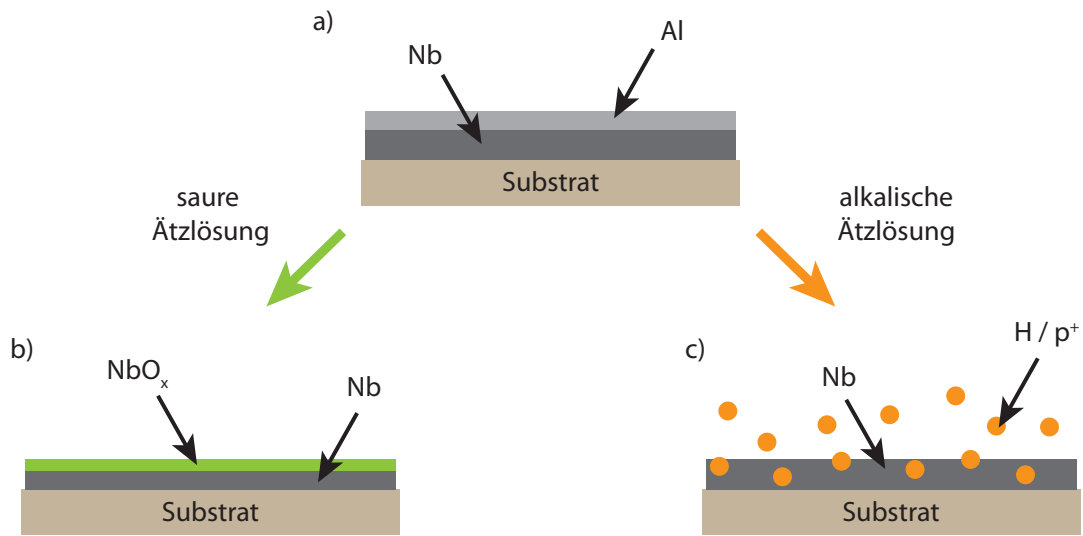


Abbildung 9.1: Schematische Illustration zweier Ätzprozesse zur Entfernung der Al-Schicht einer Nb/Al-Zweischichtstruktur. a) Eine auf thermisch oxidiertem Si-Substrat in-situ sputterdeponierte Nb/Al-Zweischichtstruktur bildet den Ausgangspunkt für die beiden Ätzschritte. Beim Ätzen mit einer sauren Ätzlösung, die im Haupttext näher beschrieben ist, entsteht eine in b) in grün dargestellte NbO_x-Schicht, welche eine Beladung der Niobstruktur mit Wasserstoff verhindert. c) Beim Ätzen der Al-Schicht durch eine alkalische Lösung, die ebenfalls im Haupttext näher beschrieben wird, bildet sich keine Oxidschicht, sodass Wasserstoff in die Niobstruktur eindringen kann.

dc-SQUIDs angewendet werden. In Abbildung 9.1 werden zwei verschiedene nasschemische Ätzprozesse einer Nb/Al-Zweischichtstruktur schematisch skizziert, welche im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Einer der Ätzprozesse zieht eine Wasserstoffbeladung der geätzten Strukturen nach sich, während bei der Verwendung der anderen Methode eine Wasserstoffaufnahme verhindert wird. Ausgangspunkt ist eine Nb/Al-Zweischichtstruktur, die in-situ auf einem thermisch oxidierten Si-Substrat abgeschieden wird. Durch seine kleine Diffusionskonstante und geringe Wasserstoff-Aufnahmefähigkeit stellt die Aluminiumschicht hier eine effektive Diffusionsbarriere für Wasserstoff und einen Oxidationsschutz für das darunterliegende Niob dar. So wurde Aluminium bereits in der Vergangenheit erfolgreich als Diffusionsbarriere gegen Wasserstoff in supraleitenden Quantenbauteilen eingesetzt [Tol10]. Nach [Scu00] beträgt die höchste denkbare Wasserstoffkonzentration in Aluminium $c_{H,Al} \approx 1 \cdot 10^{-11} - 1 \cdot 10^{-17} \%$. Außerdem ist die Diffusionskonstante $D_{H,Al} \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ um zwei Größenordnungen kleiner als bei Niob [YJ98].

Die in der Arbeitsgruppe zum nasschemischen Ätzen von Aluminium verwendete saure Ätzlösung besteht aus 16 Teilen Phosphorsäure H₃PO₄, 1 Teil Salpetersäu-

re HNO_3 , 1 Teil Essigsäure CH_3COOH und 2 Teilen Wasser H_2O . Beim Ätzprozess wird metallisches Aluminium durch die in der Ätzlösung enthaltene Salpetersäure zu Aluminiumoxid oxidiert, welches daraufhin von der Phosphorsäure weggeätzt wird. Wasser und Essigsäure ermöglichen das Einstellen der Ätzrate sowie die Benetzung des Substrats und fungieren als chemischer Puffer der Salpetersäure. Sobald die gesamte Aluminiumschicht abgetragen ist, wird die darunterliegende Oberfläche der Niobschicht durch die Salpetersäure oxidiert. Die Nioboxidschicht wird durch die Phosphorsäure nicht angegriffen, weshalb der Ätzprozess schließlich zum Erliegen kommt. Der resultierende Zustand der Probe ist in Abbildung 9.1 b) mit dem in grün gekennzeichneten Nioboxid schematisch dargestellt. Weder die in der wässrigen Ätzlösung enthaltenen Wasserstoffverbindungen, noch die gelösten Protonen können die Oxidschicht durchdringen, sodass kein Wasserstoff in der Nb-Struktur aufgenommen wird.

Der Fotolackentwickler AZ351B der Firma Merck Electronics¹, früher Merck Performance Materials GmbH, basiert auf gepufferter Natronlauge NaOH , welche Aluminium ätzt. Dieser wird in der Arbeitsgruppe in der Verdünnung 1 : 4 mit Wasser verwendet. Im Gegensatz zur sauren Ätzlösung verursacht die alkalische Ätzlösung AZ351B nicht die Bildung einer Oxidschicht auf der Nioboberfläche. Daher kann in der wässrigen Lösung vorhandener gelöster Wasserstoff oder sich durch elektrochemische Reaktionen an der Oberfläche bildender Wasserstoff in die frisch freigelegte Nioboberfläche eindringen. Die dabei stattfindenden elektrochemischen Prozesse werden beispielsweise durch die Volmer-Heyrovsky-Tafel-Theorie beschrieben [Kha87, Ant03, Kur20], allerdings sind die Details der dabei ablaufenden Reaktionen noch immer Gegenstand aktueller Forschung [GdC94, Juo21]. Das Eindringen von Wasserstoff in die Niobschicht ist in Abbildung 9.1 c) schematisch illustriert. Nachdem der Ätzschritt abgeschlossen ist, wird das Substrat aus der wässrigen Lösung entfernt. Daraufhin kann die Niobschicht an der Luft eine dünne Oberflächenschicht aus nativem Nioboxid ausbilden, welche ein Entweichen des Wasserstoffs verhindert.

9.2 Gezielte Wasserstoffbeladung von Niobstrukturen

Die beiden in Abschnitt 9.1 gegenübergestellten Ätzprozesse für Aluminium wurden verwendet, um nominell mit Wasserstoff beladene und unbeladene Teststrukturen aus Niob herzustellen. Das erste Ziel hierbei war es, zu verifizieren, dass in einem der beiden Prozesse tatsächlich eine Beladung stattfindet. Hierzu wurden mäanderförmige Teststrukturen mit einer Breite von $b = 2,5 \mu\text{m}$ und $b = 5 \mu\text{m}$ verwendet. Der zur Herstellung der Teststrukturen verwendete Prozess basiert auf einer Nb/Al-Zweischichtstruktur mit 250 nm dickem Niob und einer darüberliegenden 20,5 nm

¹Merck KGaA, Frankfurter Straße 250, Darmstadt, 64293, Germany

dicken Schicht aus Aluminium. Die mäanderförmigen Strukturen wurden mittels eines Lift-Off-Prozesses definiert. Danach wurde das Substrat in vier gleiche Teile geteilt, die jeweils auf unterschiedliche Art weiterprozessiert wurden. Dadurch werden Unregelmäßigkeiten, die auf die Zweischichtstruktur und deren Strukturierung zurückzuführen sind, minimiert. Ziel der nachfolgenden Schritte ist es, die schützende Al-Schicht der mäanderförmigen Nb/Al-Teststrukturen auf verschiedene Weisen zu entfernen, sodass letztlich mit Wasserstoff beladene und unbeladene Strukturen vorliegen. Die verschiedenen Teile des Wafers werden im Folgenden als Quadranten Q1-Q4 bezeichnet. Bei Quadrant Q1 wurde die Al-Schicht mit der sauren Ätzlösung entfernt, während bei Quadrant Q2 die alkalische Ätzlösung verwendet wurde. Die Quadranten Q3 und Q4 wurden vor dem Ätzschritt belackt, um mit einem schachbrettartigen Muster jeden zweiten Chip abzudecken und vor dem folgenden Ätzschritt zu schützen. Nach dem Ätzen der freiliegenden Al-Schicht wurde das Procedere mit invertierter Musterung wiederholt. Auf dem Quadranten Q3 wurde zunächst die säurebasierte Ätzlösung verwendet und im zweiten Schritt die alkalische. Beim vierten Quadranten Q4 wurde die säurebasierte Ätzlösung nach der alkalischen Ätzlösung angewendet. Auf diese Weise sollte untersucht werden, ob die Reihenfolge der Ätzschritte eine Rolle spielt. Außerdem wird getestet, ob die Abdeckung durch Fotolack die Strukturen vor einer möglichen Wasserstoffbeladung effektiv schützt oder ob es zu Querkontamination kommt.

Der elektrische Widerstand von wasserstoffbeladenem Niob steigt bei gleichbleibender Temperatur nahezu linear mit der Konzentration c_H an Wasserstoff an [Wat80]. Dabei verändert sich der elektrische Widerstand einerseits durch die vermehrte Streuung der Leitungselektronen an den als Zwischengitteratom eingebauten Wasserstoffatomen [Isa80a] und andererseits durch die Vergrößerung der Gitterkonstante [Ale78a]. Durch den Vergleich des Raumtemperaturwiderstands R_{300K} zwischen nominell beladenen und unbeladenen Strukturen kann verifiziert werden, ob eine Beladung stattgefunden hat, und qualitativ beurteilt werden, wie stark die Beladung ausgefallen ist. Durch die Verringerung der Zustandsdichte an der Fermienergie E_F wird die Supraleitung in wasserstoffbeladenem Niob im Vergleich zu reinem Niob stark unterdrückt [Gup84]. Dies zeigt sich beispielsweise durch die sukzessive Verringerung der kritischen Temperatur T_c mit ansteigendem Wasserstoffanteil im Niob [Gao13, Jis98, Gup84, DeS63, Hor47] beziehungsweise das abrupte Absinken von T_c oberhalb einer bestimmten Stärke der Wasserstoffbeladung [Ohl79, Wel77, Rau65, Isa80a]². Weiterhin verringert sich dadurch der kritische Strom $I_{c,m}$ der mäanderförmigen Strukturen.

²Im Jahr 1950 beschloss die Internationale Union für reine und angewandte Chemie „International Union of Pure and Applied Chemistry“ (IUPAC), dass von den beiden bis dahin synonym verwendeten Bezeichnungen „Niob“ und „Columbium“ die erstere gültig ist.

Experimentell wurde der Raumtemperaturwiderstand $R_{300\text{K}}$ mittels einer Zweidrahtmessung bestimmt, da Widerstände von mehreren $\text{k}\Omega$ zu erwarten waren. Für die Messung der kritischen Ströme $I_{c,m}$ wurden die mäanderförmigen Teststrukturen in einem Transportdewar für flüssiges Helium auf $T = 4,2\text{ K}$ abgekühlt. Mit Hilfe einer Vierdrahtmethode zur Widerstandsmessung wurde einerseits ein vorgegebener Messstrom eingepreßt und andererseits die über der Teststruktur abfallende Spannung gemessen. Dabei wurde der eingepreßte Strom sukzessive von Null an schrittweise vergrößert, bis ein endlicher Widerstand über der Teststruktur zu verzeichnen war. Da der Messstab, an dem die elektrischen Leitungen in den Transportdewar geführt werden, eine Stromlimitierung von einigen wenigen 100 mA besitzt, wurde die Breite der mäanderförmigen Teststrukturen mit $b = 2,5\text{ }\mu\text{m}$ und $b = 5\text{ }\mu\text{m}$ so gewählt, dass der zu messende kritische Strom $I_{c,m}$ diese Limitierung nicht überschreitet.

In Abbildung 9.2 a) und b) sind die über alle Teststrukturen gleicher Breite gemittelten Raumtemperaturwiderstände $R_{300\text{K}}$ für die verschiedenen Quadranten Q1 bis Q4 im jeweils nominell unbeladenen bzw. nominell beladenen Zustand aufgetragen. Die nominell mit Wasserstoff beladenen Strukturen der Quadranten Q3 und Q4 wurden hierbei mit der Abkürzung Q3b und Q4b bezeichnet, während die nominell unbeladenen Strukturen dieser Quadranten Q3u und Q4u genannt wurden. In Abbildung 9.2 c) und d) sind die Mittelwerte des kritischen Stroms $I_{c,m}$ der Testmäander für alle Quadranten Q1 bis Q4 im nominell unbeladenen respektive nominell beladenen Zustand aufgetragen. Die Raumtemperaturwiderstände der mit Wasserstoff beladenen mäanderförmigen Teststrukturen mit der Breite $b = 5\text{ }\mu\text{m}$ sind im Mittel um etwa 25 % größer als die der unbeladenen Teststrukturen. Analog dazu ergibt sich für die $2,5\text{ }\mu\text{m}$ breiten Teststrukturen eine Erhöhung des Raumtemperaturwiderstands um etwa 30 %. Weder zwischen den unbeladenen Strukturen des Quadranten Q1 und den der unbeladenen Quadranten Q3u und Q4u noch zwischen den beladenen Strukturen auf Q2 und Q3b sowie Q4b ist ein signifikanter Unterschied der Raumtemperaturwiderstände zu erkennen. Daher kann geschlussfolgert werden, dass die Reihenfolge der Ätzschritte keine Rolle spielt bzw. dass es nicht zu einer Querkontamination kommt. Dementsprechend können generellerweise nominell mit Wasserstoff beladene und unbeladene Strukturen auf dem selben Substrat hergestellt bzw. prozessiert werden. Für die gemessenen kritischen Ströme $I_{c,m}$ konnte ein analoges Verhalten festgestellt werden. Der kritische Strom $I_{c,m}$ fällt für wasserstoffbeladene, $5\text{ }\mu\text{m}$ breite Strukturen im Mittel um 77 % geringer aus als bei unbeladenen Strukturen gleicher Breite. Bei den Strukturen mit der Breite von $b = 2,5\text{ }\mu\text{m}$ fiel der gemessene mittlere kritische Strom für die nominell unbeladenen Strukturen sogar um 97 % niedriger aus als bei den nominell mit Wasserstoff beladenen.

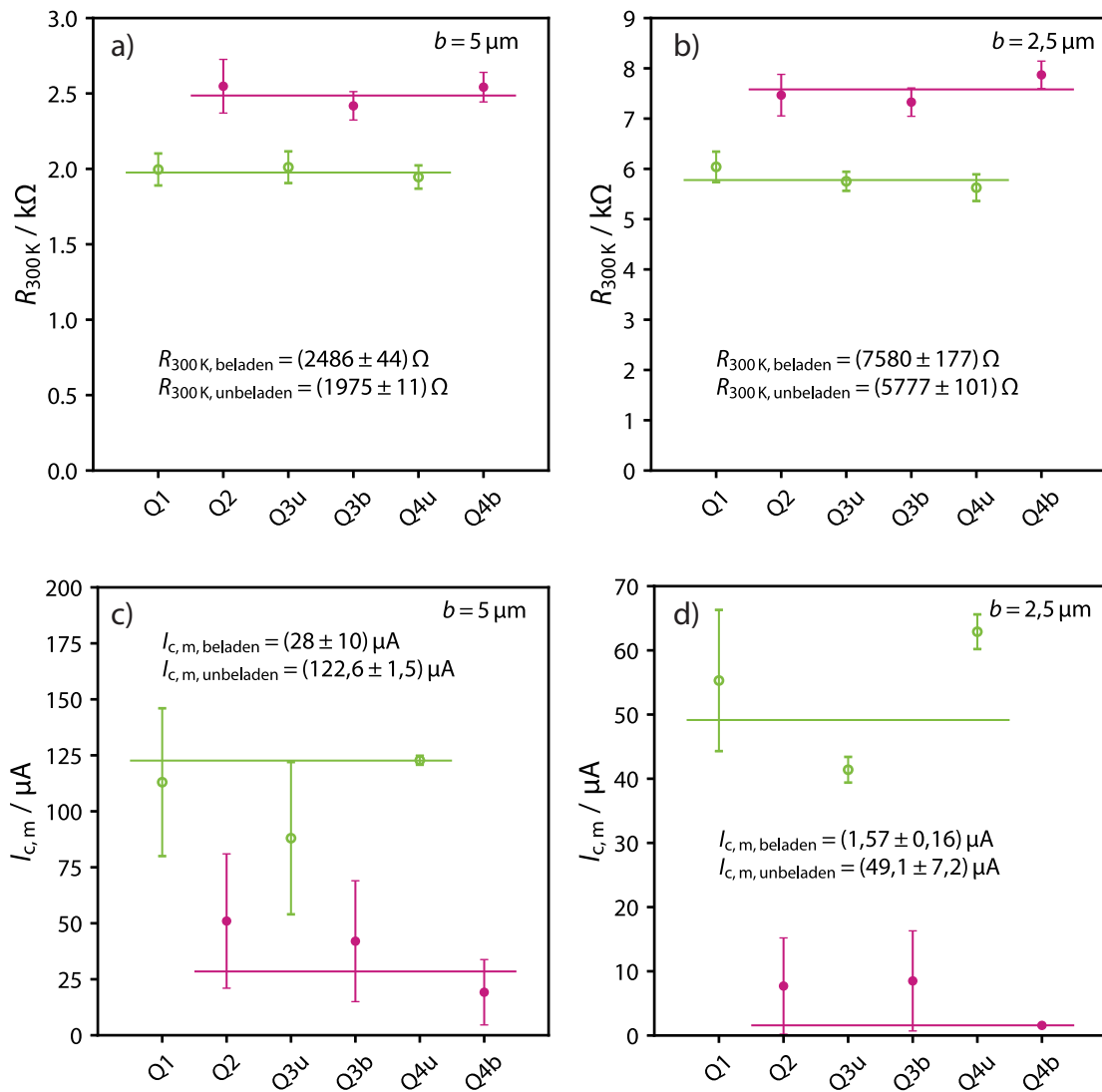


Abbildung 9.2: Gemittelte Raumtemperaturwiderstände $R_{300\text{K}}$ der mäanderförmigen Teststrukturen mit einer Breite von a) $b = 5 \mu\text{m}$ und b) $b = 2,5 \mu\text{m}$. Außerdem die gemittelte kritische Stromstärke $I_{c,m}$ derselben Teststrukturen mit der Breite von c) $b = 5 \mu\text{m}$ und d) $b = 2,5 \mu\text{m}$. Die grünen ungefüllten Symbole stellen die Daten nominell unbeladener Strukturen dar während die gefüllten Datenpunkte in pink die Werte nominell beladener Strukturen symbolisieren. Auf dem Quadranten Q1 befinden sich ausschließlich nominell unbeladene Strukturen, wohingegen Quadrant Q2 ausnahmslos nominell mit Wasserstoff beladene Strukturen besitzt. Die beiden Quadranten Q3 und Q4 hingegen enthalten jeweils sowohl nominell mit Wasserstoff beladene als auch nominell unbeladene Strukturen. Hierbei bezeichnen Q3u und Q4u die nominell unbeladenen Strukturen der Quadranten Q3 respektive Q4, sowie Q3b und Q4b die nominell mit Wasserstoff beladenen Strukturen der jeweiligen Quadranten. Die durchgezogenen Linien stellen die Mittelwerte $I_{c,m, beladen}$ und $I_{c,m, unbeladen}$ über alle beladenen beziehungsweise unbeladenen Strukturen dar.

9.3 Charakterisierung der wasserstoffbeladenen SQUIDs

Zur Untersuchung des Einflusses der Wasserstoffbeladung von Niob auf das niederfrequente Zusatzflussrauschen von dc-SQUIDs wurde eine Charge an verschiedenen dc-SQUIDs mit dem internen Namen HDSQH2bw1 hergestellt und experimentell getestet. Dabei wurde der in Abschnitt 4.6 beschriebene Standard-Herstellungsprozess in dem Prozessschritt zur Ätzung der Aluminiumschicht modifiziert. Um die Vergleichbarkeit von nominell mit Wasserstoff beladenen und unbeladenen SQUIDs zu gewährleisten, wurden sowohl beladene als auch unbeladene Bauelemente auf demselben Substrat hergestellt. Hierfür wurden Entwurfzeichnungen angefertigt, bei denen auf jedem Einzelchip zwei bzw. vier identische SQUIDs angeordnet sind, von denen während der Herstellung jeweils die Hälfte nominell mit Wasserstoff beladen wird. Bei der eigentlichen Herstellung wird der in Abschnitt 4.6 erwähnte nasschemische Ätzschritt zur Entfernung des überschüssigen Aluminiums auf der unteren Niobschicht der Dreischichtstruktur bei HDSQH2bw1 in zwei Schritten durchgeführt. Die eine Hälfte der SQUIDs wird mit der alkalischen Ätzlösung geätzt, während die andere Hälfte mittels der sauren Ätzlösung geätzt wird. Das Vorgehen ist hierbei identisch zu dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Prozess für die Quadranten Q3 und Q4. Die restlichen Fabrikationsschritte werden danach unabhängig von dem verwendeten Al-Ätzprozess gemäß dem in Abschnitt 4.6 beschriebenen Standardprozess ausgeführt.

Die auf diese Weise hergestellten nominell wasserstoffbeladenen SQUIDs zeigten bereits im Rahmen einfacher Funktionstests bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K eine gänzlich Ohmsche I - U -Kennlinie. Im Gegensatz hierzu haben nominell unbeladene SQUIDs eine normale I - U -Kennlinie gezeigt. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten wäre eine stark unterdrückte kritische Temperatur des Niobs der nominell beladenen SQUIDs, was in Abschnitt 9.2 beschrieben wurde. Um diese Hypothese zu überprüfen, wurden diese SQUIDs auch in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten bei mK-Temperaturen auf ihre Funktionstüchtigkeit hin getestet. Es war jedoch keinerlei Änderung zu dem bereits bei 4,2 K beobachteten Verhalten zu erkennen. Um die Ursache dieses Verhaltens weiter einzugrenzen, wurden I - U -Kennlinien einzelner, ungeschunteter Josephson-Kontakte deren Nb-Elektroden und Zuleitungen nominell mit Wasserstoff beladen bzw. unbeladen waren, bei $T = 4,2$ K aufgenommen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 9.3 exemplarisch für zwei quadratische Josephson-Kontakte mit einer Kantenlänge von $5\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die in grün gezeichnete Kennlinie eines säuregeätzten, nominell unbeladenen Josephson-Kontakts zeigt alle Kriterien eines qualitativ hochwertigen Josephson-Kontakts an. Im Gegensatz dazu ist bei der in pink dargestellten Kennlinie eines in alkalischer Ätzlösung geätzten Josephson-Kontakts derselben Charge der kritische Strom gänzlich unterdrückt. Außerdem ist weder die Gap-Spannung U_G [Wol17] noch die für ungedämpfte

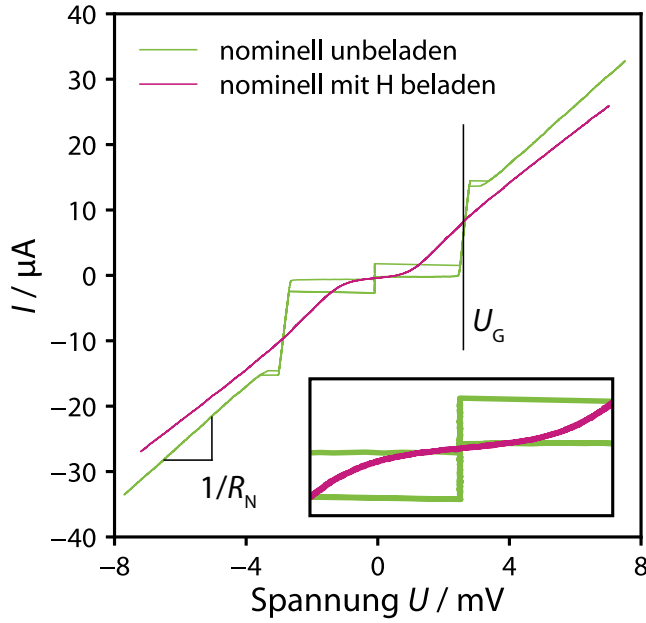


Abbildung 9.3: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien zweier ungeschunteter Josephson-Kontakte, bei denen die Al-Schicht der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur mit alkalischer (pink) bzw. mit säurebasierter (grün) Ätzlösung geätzt wurde. Die Temperatur während der Messung betrug 4,2 K.

Josephson-Kontakte übliche Hysterese zu erkennen. Der Normalwiderstand R_N des wasserstoffbeladenen Josephson-Kontakts ist ferner um 17 % größer als der des nominell unbeladenen Kontakts. Diese Beobachtungen decken sich mit den Ergebnissen aus [Hin08, Hin10], wo durch Wasserstoffbeladung eine Herabsetzung der kritischen Ströme und höhere Normalwiderstände von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten beschrieben wird. Ferner wird angenommen, dass die Austrittsarbeit von Niob und demnach auch der Normalwiderstand eines Josephson-Kontaktes durch Wasserstoffbeladung ansteigt. Die wasserstoffbedingte Reduktion der kritischen Temperatur T_c des Niobs könnte sich auch auf die Energielücke $\Delta(T)$ des Supraleiters und somit auf die Gap-Spannung U_G der Josephson-Kontakte auswirken. Bei einer Beladung des Niobs mit 5 % Wasserstoff [Hin08] ergibt sich nach [Jis98] und [Hor47] eine Reduktion der kritischen Temperatur T_c um 13 %. Die Energielücke $\Delta(T)$ ist bei Temperaturen unterhalb von $T = T_c/2$ wenig temperaturabhängig und ändert sich nur schwach mit kleinen Änderungen von T_c [Bar57]. Da die Gap-Spannung U_G direkt von der Energielücke der die Elektroden des Josephson-Kontakts bildenden Supraleiter abhängt, sind aufgrund einer Reduktion der kritischen Temperatur T_c um 13 % nur geringe Änderungen der Gap-Spannung U_G zu erwarten. Daher wäre nach der Ambegaokar-Baratoff-Relation [Amb63]

$$I_0 R_N = \frac{\pi U_G}{4} \tanh\left(\frac{e U_G}{4 k_B T}\right) \quad (9.4)$$

die Verringerung des kritischen Stroms allein auf den Anstieg des Normalwiderstands R_N zurückzuführen. Die in Abbildung 9.3 gezeigte I - U -Kennlinie des nominell mit Wasserstoff beladenen Josephson-Kontakts weist jedoch einen komplett unterdrück-

ten kritischen Strom auf, was sich durch den erhöhten Normalwiderstand allein nicht erklären lässt. Ferner ist die in der besagten I - U -Kennlinie schemenhaft zu erkennende Gap-Spannung U_G gegenüber der des nominell unbeladenen Kontakts sehr wohl unterdrückt. Möglicherweise ist in unserem Fall die Reduktion der kritischen Temperatur T_c größer als 13%. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Beladung die in [Hin08] beobachtete Beladungsstärke von 5% übersteigt, oder aber auf eine Reduktion der kritischen Temperatur, die nicht dem in [Jis98] und [Hor47] experimentell beobachteten Verhalten entspricht, wie bereits in [Wel77] berichtet wurde. Es könnte auch sein, dass durch die verwendete Methode weiterer Schaden an den Josephson-Kontakten entstanden ist, der das Ohmsche Verhalten der I - U -Kennlinie verursacht haben könnte. Im nächsten Schritt wird eine Methode zur Beladung von Josephson-Kontakten mit Wasserstoff beschrieben, die eine kontrollierte Beladung sowie eine potentielle Schädigung der Josephson-Kontakte verhindert. Die hierfür entwickelte Methode vermeidet einen direkten Kontakt zwischen den Josephson-Kontakten und der alkalischen Ätzlösung.

9.4 Kontrollierte Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff durch Verwendung einer Tankstruktur

Im vorangegangenen Abschnitt wurden Messungen an mit Wasserstoff beladenen dc-SQUIDs sowie in diesem Zusammenhang auftretende Probleme beschrieben. Zur Entwicklung eines besser kontrollierbaren Prozesses zur Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff wurde daher die Verwendung einer Tankstruktur eingeführt. Ein direkter Kontakt zwischen den Josephson-Kontakten und der alkalischen Ätzlösung kann hierbei während des gesamten Fabrikationsprozesses vermieden werden. Hierfür wurden Tankstrukturen aus Niob eingeführt, die über eine Leitung aus Niob mit den zu beladenden Niobstrukturen verbunden sind. Der Fertigungsprozess ist mit dem in Abschnitt 4.6 beschriebenen Prozess kompatibel. Die Tankstrukturen werden zusammen mit der Deckelektrode der Josephson-Kontakte strukturiert. Nachdem die obere Nb-Schicht der Dreischichtstruktur durch den ICP-RIE-Prozess geätzt wurde, wird das darunter liegende Aluminium ohne erneut eine Lackschicht aufzubringen nasschemisch geätzt. Hierfür wird die säurebasierte Ätzlösung genutzt, da diese keine Beladung der Niob-Strukturen mit Wasserstoff nach sich zu ziehen scheint. Die Tankstrukturen sind bei dem nasschemischen Ätzschritt durch die über dem Aluminium liegenden Nb-Schicht vor dem Abtrag des Aluminiums geschützt. Im Anschluss wird die obere Nb-Schicht in einem ICP-RIE-Ätzschritt abgetragen, der im Standardprozess zum Ätzen der unteren Nb-Lage der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur vorgesehen ist. Die Al-Schicht dient hierbei als Ätzstopp und sorgt dafür, dass die Tankstruktur als Doppellage aus Niob mit darüberliegendem Aluminium be-

stehen bleibt. Während der darauffolgenden Deposition der SiO₂-Schichten werden die Tankstrukturen durch eine Maske aus Fotolack bedeckt, sodass kein SiO₂ auf den Tankstrukturen abgeschieden wird. Daher sind nach der Fertigung einer Charge zunächst alle Strukturen unbeladen und die Tankstrukturen aus Niob mit einer dünnen Schicht aus Aluminium bedeckt. Zur kontrollierten Beladung der Tankstrukturen mit Wasserstoff kann die Al-Schicht nach dem Vereinzeln der Chips mit der alkalischen Ätzlösung weggeätzt werden. Dabei wird die Diffusionsbarriere aus Aluminium abgetragen und Wasserstoff kann in die Tankstruktur eindringen. Die restlichen Nb-Strukturen werden nicht mit Wasserstoff beladen, da sie durch das vorherige Ätzen mit der säurebasierten Ätzlösung durch die Bildung einer Nioboxid-Schicht versiegelt sind. Aufgrund der Verbindung zwischen den Tankstrukturen und den übrigen Strukturen kann jedoch Wasserstoff aus dem Tank in die übrigen Strukturen diffundieren, sodass auch die zuvor nominell unbeladenen Strukturen letztlich mit Wasserstoff beladen werden. Dabei verringert sich die Konzentration des Wasserstoffs im Tank. Die Diffusionskonstante von Wasserstoff in Niob beträgt wie bereits weiter oben im Text erläutert bei Raumtemperatur $D \approx 8,27 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$ [Fuk85, Var89]. Nach der Einstein-Smoluchowski-Gleichung [Ein05, vS06] und Fick's Gesetz [Fic55] ist der mittlere zurückgelegte Weg durch den Ausdruck

$$\lambda_{\text{ES}} = \sqrt{2n_{\text{Dim}}Dt} \quad (9.5)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet t die verstrichene Zeit und n_{Dim} die Anzahl an Dimensionen, die im Folgenden aufgrund der Geometrie als $n_{\text{Dim}} = 1$ angenommen wird. Wenn gewährleistet ist, dass die Verbindungslinie zwischen dem Tank und den zunächst unbeladenen Niobstrukturen länger als der vom Wasserstoff während des Ätzprozesses zurückgelegte Weg $\lambda_{\text{ES}}(t_{\text{ätz}})$ ist, kann angenommen werden, dass sich die Beladung während des Ätzens zunächst nur auf die Tankstruktur beschränkt. Unter der Annahme, dass die Verteilung des Wasserstoffs in alle zusammenhängenden Niobstrukturen nach dem Ätzschritt stattfindet, scheint es zunächst so, als ob die ursprüngliche im Tank aufgenommene Menge an Wasserstoff sich gemäß der Volumenverhältnisse der Strukturen gleichverteilt. Da sich Wasserstoff jedoch vermehrt an Oberflächen, Defekten und Korngrenzen einer Niobschicht sammelt [Ant03, Rou93], sind die Flächenverhältnisse entscheidend. Ist die Fläche des Tanks beispielsweise genauso groß wie die Gesamtfläche der restlichen Strukturen, so ist eine Beladung von 50 % der initialen Maximalbeladung des Tanks zu erwarten. Mit dieser Methode zur gezielten Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff kann also die Beladungsstärke systematisch variiert werden. Außerdem ist es möglich, dieselben Strukturen vor und nach der Beladung auf physikalische Eigenschaften und Funktionstüchtigkeit zu testen, da die Beladung unabhängig vom eigentlichen Fabrikationsprozess stattfindet.

Um die entwickelte Methode zu testen, wurde die in Abbildung 9.4 dargestellte Entwurfzeichnung einer mäanderförmigen Teststruktur mit Flächen zur elektrischen

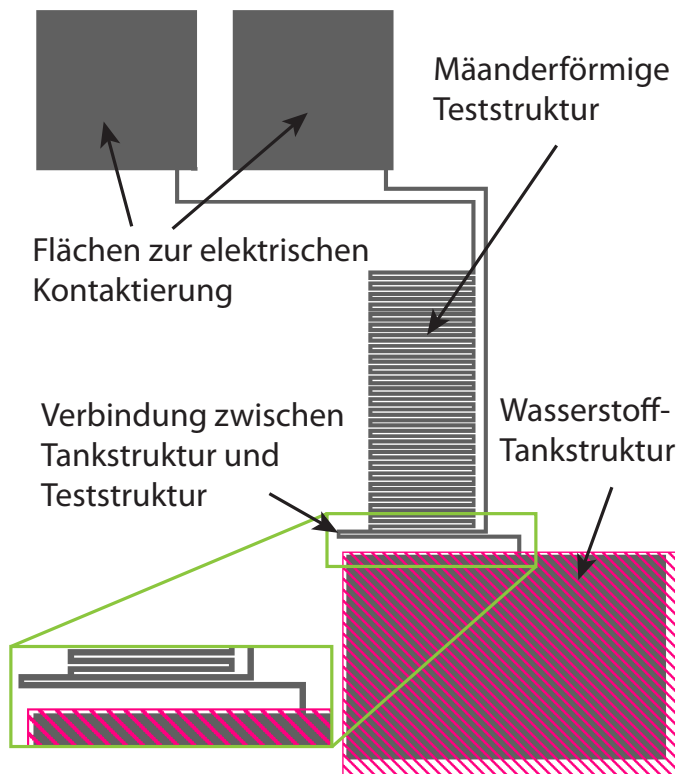


Abbildung 9.4: Entwurfzeichnung einer mäanderförmigen Teststruktur, welche über eine lange Verbindungsleitung mit einer Tankstruktur verbunden ist. Während die Teststrukturen und die Flächen zur elektrischen Kontaktierung mittels der sauren Ätzlösung geätzt werden, ist die Tankstruktur durch die rot gestreift dargestellte Fotolackmaske geschützt. In einem zweiten Schritt wird dann die Tankstruktur durch die alkalische Ätzlösung von der Al-Schicht befreit und der Tank somit durch Wasserstoff beladen.

Kontaktierung und Wasserstofftankstruktur entwickelt. Der Fabrikationsprozess hierfür ist gegenüber dem Standardprozess zur SQUID-Fabrikation vereinfacht und wird im Folgenden kurz beschrieben. Eine Nb/Al-Zweischichtstruktur mit 250 nm Niob und einer Diffusionsbarriere aus 20,5 nm Aluminium wurde in-situ deponiert und mit der abgebildeten Struktur in einem Lift-Off-Prozess versehen. Als erstes wurden die Teile der Struktur, welche zunächst unbeladen sein sollten, mittels der säurebasierten Aluminiumätze von der Al-Schicht befreit und durch die stattfindende Oxidation der Oberfläche gegen Eindringen von Wasserstoff passiviert. Dabei war der Tank durch eine Schicht Fotolack geschützt. Danach können die Eigenschaften der Teststruktur ohne Wasserstoffbeladung gemessen werden, bevor die Aluminiumschicht auf dem Tank durch die Behandlung mit alkalischer Ätzlösung entfernt und die Wasserstoffbeladung durchgeführt wird. Bei einer Ätzdauer von $t_{\text{ätz}} = 60 \text{ s}$ beträgt der während des Äzens der Aluminiumschicht vom Wasserstoff im Mittel zurückgelegte Weg $\lambda_{\text{ES}} = 315 \mu\text{m}$. Die Gesamtlänge der Verbindungslinie zwischen Tank und den restlichen Strukturen wurde daher mit $l_{\text{TM}} = 500 \mu\text{m}$ größer gewählt. Insgesamt wurden zwei verschiedene Entwurfzeichnungen nach der in Abbildung 9.4 gezeigten Art erstellt. Hierbei wurde die Fläche des Tanks gegenüber der Gesamtfläche der restlichen zusammenhängenden Strukturen derart variiert, dass sich eine nominelle Beladung von jeweils 25 % und 50 % ergibt. Die Prozentangabe bedeutet an dieser Stelle nicht das Verhältnis von Wasserstoffatomen zu Niobatomen son-

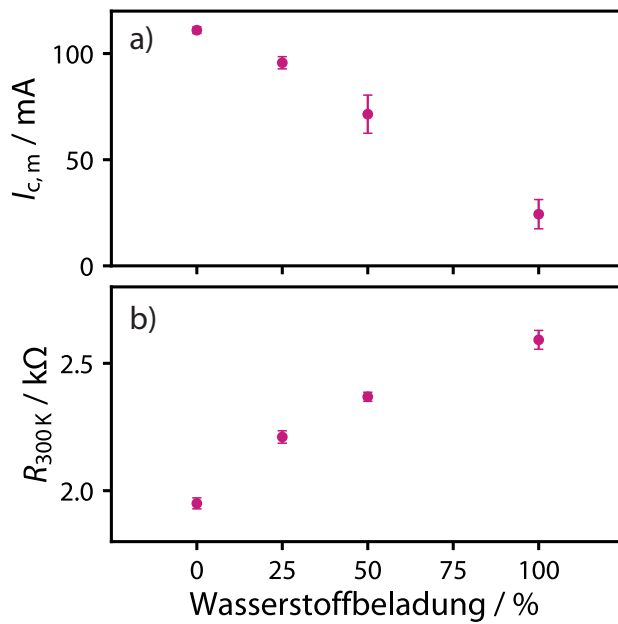


Abbildung 9.5: a) Gemittelte kritische Stromstärke $I_{c,m}$ der mäanderförmigen Teststrukturen mit Tank für unterschiedlichen Grad an nomineller Wasserstoffbeladung. Außerdem in b) die gemittelten Widerstände R_{300K} bei Raumtemperatur derselben Teststrukturen.

dern der prozentuelle Anteil der mit dieser Methode maximal möglichen Beladung mit Wasserstoff. Daher sind die ausschließlich mit der sauren Ätzlösung behandelten Strukturen mit 0 % und die mit maximaler Beladung versehenen Strukturen, welche komplett mit alkalischer Lösung geätzt wurden, mit 100 % bezeichnet. Die Strukturen mit einer nominellen Beladung von 0 % und 100 % waren dabei nicht mit Tanks verbunden. Analog zu den experimentellen Untersuchungen, die im vorangegangenen Abschnitt 9.2 beschrieben wurden, wurde abermals der Raumtemperaturwiderstand R_{300K} und der kritische Strom $I_{c,m}$ bei einer Temperatur von $T = 4,2K$ der mäanderförmigen Teststrukturen an einer Vielzahl von Chips gemessen. Die Breite der mäanderförmigen Teststrukturen betrug dabei immer $b = 5 \mu m$.

In Abbildung 9.5 sind die gemittelten Messergebnisse in Abhängigkeit von der nominellen Wasserstoffbeladung grafisch aufgetragen. Der in Teil a) der Abbildung gezeigte Verlauf der gemittelten kritischen Stromstärke $I_{c,m}$ der mäanderförmigen Teststrukturen mit der nominellen prozentualen Wasserstoffbeladung zeigt ein systematisches Abfallen der kritischen Stromstärke mit steigender Beladung. Im Gegensatz dazu wird aus Teil b) der Abbildung ein monotones Ansteigen der gemittelten Raumtemperaturwiderstände R_{300K} der Strukturen mit ansteigender Wasserstoffbeladung deutlich. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass durch die Verwendung der Tankstrukturen eine systematische Variation der Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff möglich ist.

9.5 dc-SQUIDS mit Tankstruktur zur kontrollierten Beladung mit Wasserstoff

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass durch Tankstrukturen eine gezielte Beladung von Niobstrukturen mit Wasserstoff möglich ist. Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um mit Wasserstoff beladene dc-SQUIDS herzustellen. Dabei bietet die Methode zweierlei Vorteile. Einerseits sind die Josephson-Kontakte der dc-SQUIDS vor einem Kontakt mit der alkalischen Ätzlösung geschützt. Andererseits kann der Wasserstoffgehalt in den Nb-Strukturen der SQUIDS kontrolliert variiert werden. Auf diese Weise kann der Einfluss von im Nb gespeicherten Wasserstoff auf das niederfrequente Flussrauschen von dc-SQUIDS systematisch untersucht werden, ohne von den in Abschnitt 9.3 beschriebenen Problemen betroffen zu sein. Ein weiterer Vorteil der eingeführten Methode ist die Möglichkeit, ein SQUID zunächst ohne und später mit Wasserstoffbeladung zu charakterisieren.

Zur Realisierung der kontrollierten Wasserstoffbeladung eines dc-SQUIDS wurde die Entwurfzeichnung eines einzelnen dc-SQUIDS durch zwei mit der SQUID-Induktivität verbundene Tankstrukturen erweitert. Die resultierende Entwurfzeichnung ist in Abbildung 9.6 a) zu sehen. Das SQUID selbst ist vom Aufbau her sehr nah an dem in [Kem15] beschriebenen und ausführlich charakterisierten SQUID gehalten. Die Leiterschleife des SQUIDS ist durch eine Washer-Struktur realisiert, die einen parallelgradiometrischen Aufbau zweiter Ordnung aufweist, um den Einfluss homogener Magnetfelder sowie linearer Gradientenfelder zu minimieren. Die Induktivität der SQUID-Leiterschleife beträgt Simulationen zufolge $L_S = 43$ pH, die Shunt-Widerstände haben einen Zielwert von $R = 1,92 \Omega$ und die Flächen der Josephson-Kontakte von $A_{JJ} = 30,25 \mu\text{m}^2$ bei einer angestrebten kritischen Stromdichte von $j_c = 26 \text{ A/cm}^2$. Damit ergeben sich für den Stewart-McCumber-Parameter und den Abschirmparameter errechnete Werte von $\beta_c = 0,08$ respektive $\beta_L = 0,38$. Die Verbindungslinien zwischen den Tankstrukturen und der SQUID-Induktivität ist $420 \mu\text{m}$ lang.

In Teil b) bis f) der Abbildung 9.6 sind die Fabrikationsschritte zur Fertigung der Tankstruktur schematisch illustriert. Der Fertigungsprozess basiert auch hier auf dem in Abschnitt 4.6 diskutierten Standardprozess. Nach der in Teil b) der Abbildung dargestellten in-situ Deposition einer vollflächigen Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischicht, wird die Deckelektrode und die Tankstruktur definiert und mittels eines SF₆-basierten Trockenätzprozesses strukturiert, was in Teil c) derselben Abbildung dargestellt ist. Teil d) zeigt die schematische Abbildung des Zustands nachdem die freiliegende Aluminiumschicht mit Hilfe einer sauren Ätzlösung nasschemisch entfernt wurde. Im nachfolgenden zweiten Trockenätzprozess mit SF₆ wird das Niob auf und neben dem Tank entfernt, sodass sich das in Teil e) der Abbildung schematisch dargestellte Bild

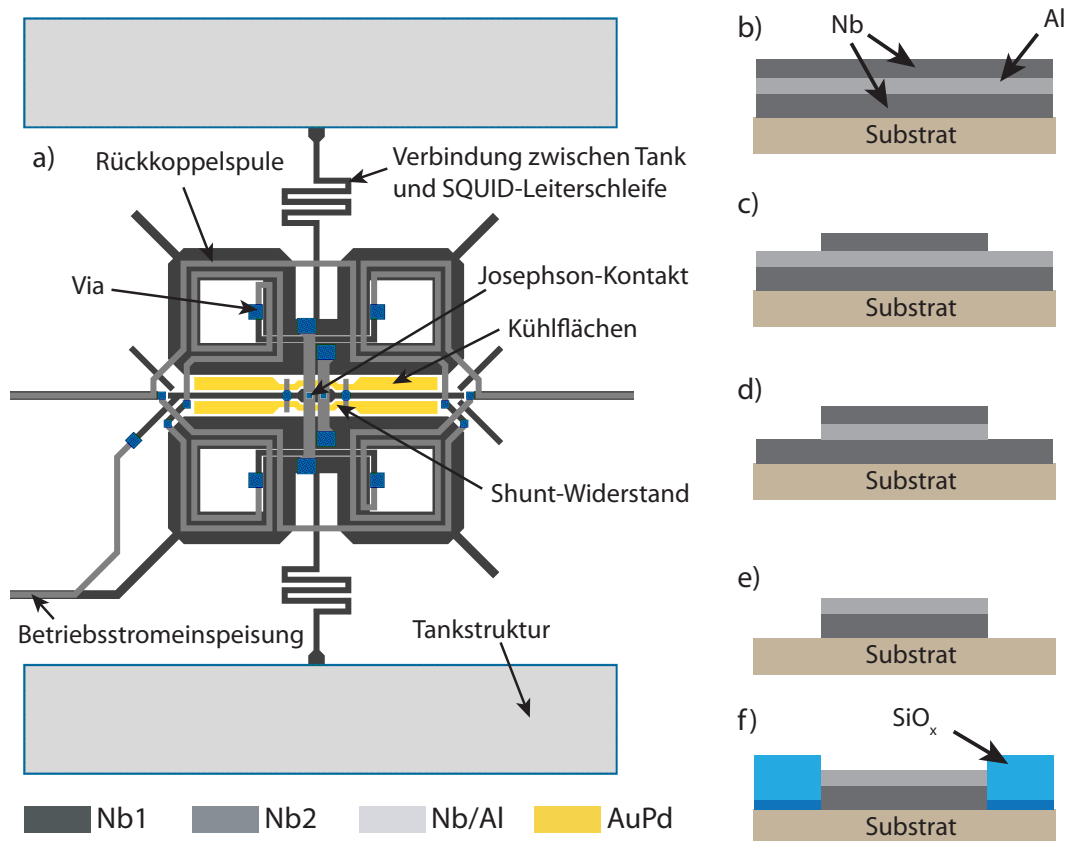


Abbildung 9.6: a) Entwurfzeichnung des verwendeten dc-SQUIDs mit Tankstrukturen zur kontrollierten Beladung mit Wasserstoff, welche mit der SQUID-Induktivität verbunden sind. b)-f): Schematische Darstellung der Herstellungsschritte der Tankstrukturen innerhalb des Standardprozesses. b) Nach der Deposition der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur, c) nach der Strukturierung der Tankstruktur und der Deckelektrode der Tunnelkontakte durch einen Trockenätzprozess mit SF₆, d) nach dem Nassätzen der freiliegenden Aluminium-Schicht in einer sauren Ätzlösung, e) nach dem Entfernen des auf dem Aluminium des Tanks und neben dem Tank befindlichen Niobs durch einen Trockenätzprozess mit SF₆, f) nach der Deposition der isolierenden SiO_x-Schichten.

zeigt. Dabei dient das Aluminium auf der Tankstruktur als Ätzstopp. Bei dem Prozessschritt zur elektrischen Isolation der Strukturen mit SiO₂ muss die Tankstruktur ausgespart werden, damit die Oberfläche zur Behandlung mit der alkalischen Ätzlösung freibleibt, was in Teil f) der Abbildung dargestellt ist. Nach der Fertigstellung der Charge werden die Chips durch Sägen vereinzelt und können vor der Beladung vollständig charakterisiert werden. Durch die Behandlung einzelner Chips mit alkalischer Ätzlösung können die SQUIDs chipweise mit Wasserstoff beladen werden.

Insgesamt gibt es drei verschiedene Ausführungen des in Abbildung 9.6 dargestellten SQUIDs mit verschiedenen großen Tankstrukturen, welche nominell eine Beladung von

12,5 %, 25 % und 50 % ermöglichen sollten. Die explizite Herstellung von unbeladenen SQUIDs entfällt bei dieser Methode, da dieselben Strukturen unbeladen und beladen untersucht werden können. SQUIDs mit 100 % nomineller Beladung hingegen haben sich bereits als nicht funktionstüchtig erwiesen.

9.6 Experimentelle Ergebnisse

Nach den im vorangegangenen Abschnitt 9.4 beschriebenen Entwurfzeichnungen und Fabrikationsprozess wurden dc-SQUIDs mit Option zur Wasserstoffbeladung hergestellt. Die Charge der hergestellten SQUIDs trägt den internen Namen HDSQ15w1. Die SQUIDs wurden zunächst in ihrer ursprünglichen, d.h. unbeladenen Form hinsichtlich des niederfrequenten Exzess-Flussrauschens charakterisiert. Dazu wurde der in Abschnitt 4.3.4 diskutierte Kreuzkorrelationsaufbau verwendet. Die Rauschmessungen haben in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten bei Temperaturen der Kaltstufe zwischen $T = 7 \text{ mK}$ und 700 mK stattgefunden. Durch eine numerische Anpassung der Gleichung (3.25) an die Datenpunkte eines gemessenen Rauschspektrums wurden die Werte für die spektrale Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ bei einer Frequenz von 1 Hz sowie der Rauschexponent α extrahiert. In Abbildung 9.7 a) ist der Frequenzverlauf des $1/f$ -artigen Anteils des gemessenen magnetischen Flussrauschens für die verschiedenen Temperaturen für das SQUID HDSQ15w1 4A04 SQ1 dargestellt. Hierbei wurde für die Berechnung des Verlaufs die aus der numerischen Anpassung bestimmten Werte verwendet. Die Spektren für $T < 500 \text{ mK}$ schneiden sich in einem Punkt, dessen Frequenz aus Abschnitt 3.2.2 als Pivoting-Frequenz f_p bekannt ist. In diesem Fall beträgt die Pivoting-Frequenz ungefähr $f_p \approx 1,7 \text{ kHz}$. Zu höheren Temperaturen hin fällt der Rauschexponent α ab. Das Verhalten des SQUIDs HDSQ15w1 4A04 SQ1 stimmt mit dem in Abschnitt 3.2.2 diskutierten Verhalten überein und ist exemplarisch für alle der sechs untersuchten SQUIDs der Charge.

Um das Verhalten der SQUIDs der Charge HDSQ15w1 hinsichtlich des niederfrequenten Exzess-Flussrauschens mit den in Kapitel 5 diskutierten Daten zu vergleichen, wurde aus den gemessenen Werten $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ die korrespondierende Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ berechnet und in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aufgetragen. Dies ist in Abbildung 9.7 b) für alle untersuchten SQUIDs der Charge dargestellt. Der Temperaturverlauf zeigt ein Ansteigen der Amplitude $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ sowie des Exponenten α zu tieferen Temperaturen hin, was sich mit Beobachtungen aus der Vergangenheit deckt [Dru11, Wel11, Ant13]. Durch die numerische Anpassung der Gleichung (3.41) an die bei Temperaturen zwischen $T = 7 \text{ mK}$ und 400 mK gemessenen Datenpunkte ergibt sich eine Pivoting-Frequenz von $f_p = (1,6 \pm 1,1) \text{ kHz}$. Diese erscheint im Vergleich mit Datensätzen aus der Vergangenheit wie den in Kapitel 5 diskutierten und in Tabelle 5.1 zusammengefasst recht hoch. Die Werte von

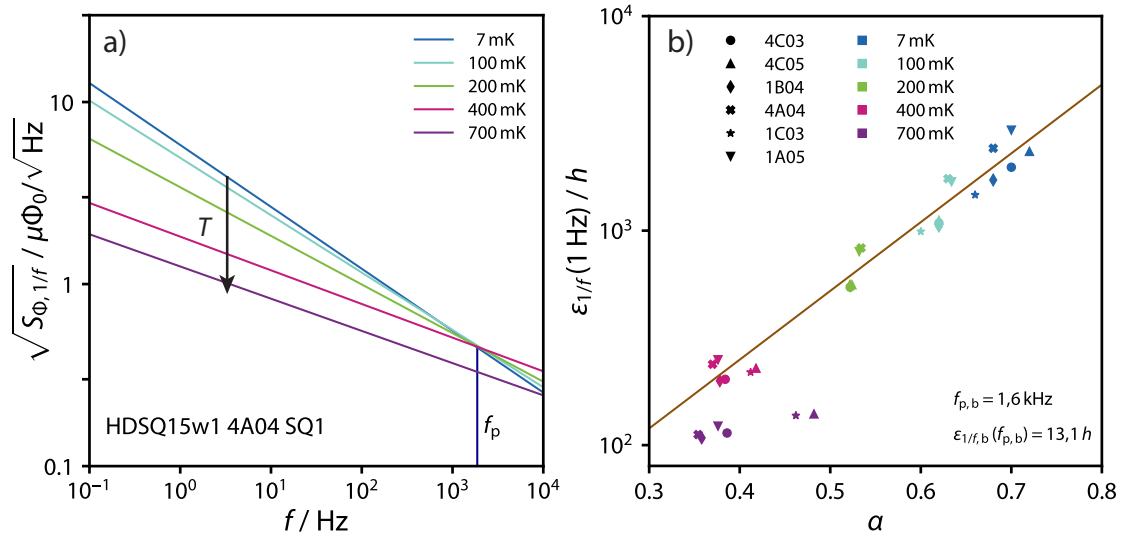


Abbildung 9.7: a) Quadratwurzel der aus der Anpassung der Gleichung (3.25) an das gemessene Rauschspektrum extrahierten spektralen Leistungsdichte $\sqrt{S_{\Phi,1/f}(f)}$ des SQUIDs HDSQ15w1 4A04 SQ1 für Temperaturen im Bereich zwischen 7 mK und 700 mK. Die bei $T < 700$ mK gemessenen Kurven schneiden sich bei einer Pivoting-Frequenz von $f_p \approx 1,7$ kHz. b) Amplitude der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α der nominell unbeladenen dc-SQUIDs. Die Daten wurden in einem Temperaturbereich zwischen 7 mK und 700 mK aufgenommen. Gleiche Farben symbolisieren gleiche Temperaturen. Die verschiedenen Symbole bezeichnen Datenpunkte unterschiedlicher SQUIDs, die in der Legende anhand ihrer internen Bezeichnungen benannt wurden. Die durchgezogene Linie stellt eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Daten im Temperaturbereich zwischen 7 mK und 400 mK dar.

$\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ erstrecken sich insgesamt über fast zwei Dekaden und liegen mit einem Mindestwert von ungefähr $100 h$ eher im oberen Bereich der bisher an einzelnen SQUIDs beobachteten Werte [Kem16].

In Abbildung 9.8 sind die in Abbildung 9.7 b) gezeigten Daten gemeinsam mit den Daten aus [Kem16] dargestellt. Neben den bereits in Kapitel 5 diskutierten Gruppen S1 bis S4 bilden die Daten der Charge HDSQ15w1 eine neue fünfte Gruppe S5. Die Daten innerhalb einer Gruppe besitzen dieselbe Pivoting-Frequenz f_p . Auch hier fällt auf, dass die Amplitude $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ sowie die Pivoting-Frequenz f_p der Charge HDSQ15w1 im Vergleich zu den anderen Gruppen signifikant größer sind. Dieses vom Rest der Daten abweichende Verhalten deutet unter Umständen auf magnetische Verunreinigungen hin, welche während des Fertigungsprozesses eingeschleppt wurden. Ähnlich gelagerte Fälle wurden bereits in Kapitel 7 ausführlich diskutiert. Wie dort detailliert beschrieben, wurde zur Abklärung der magnetischen Eigenschaften

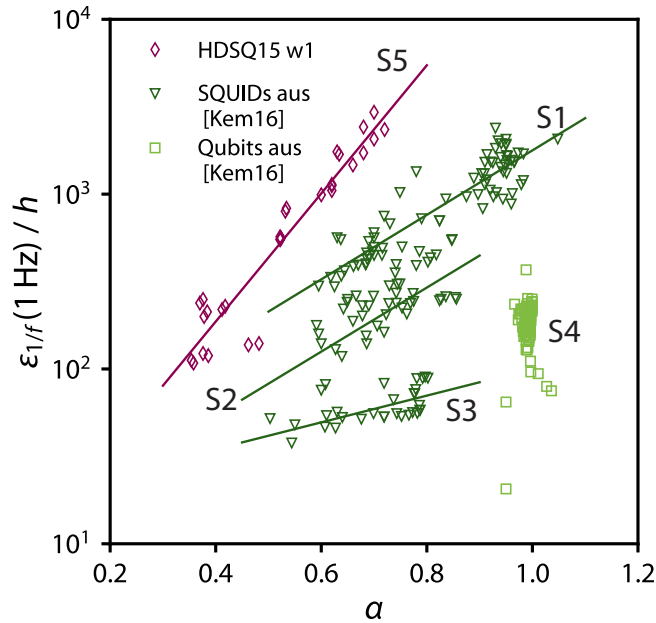


Abbildung 9.8: Vergleichende Darstellung der in Abbildung 9.7 b) gezeigten Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α der nominell unbeladenen SQUIDs zusammen mit den in [Kem16] veröffentlichten Daten, die auf den Temperaturbereich $T < 1 \text{ K}$ eingeschränkt wurden. Die Gruppen S1 bis S4 wurden bereits im Kapitel 5 diskutiert. Die Daten aus HDSQ15w1 bilden eine neue, von den anderen bereits existierenden abgesetzte Gruppe, welche hier als S5 bezeichnet wird.

des zur Produktion der Charge HDSQ15w1 verwendeten SiO_2 eine Messung der Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur anhand einer eigens dazu hergestellten Au- SiO_2 -Au-Folie durchgeführt und analog zu den in Kapitel 7 diskutierten Messungen ausgewertet. Für das zum Zeitpunkt der Fabrikation der Charge HDSQ15w1 verfügbare SiO_2 ergeben sich die Konzentrationen magnetischer Verunreinigungen zu $C_{\text{Fe}^{3+}} = 35 \text{ ppm}$ und $n_{\text{db}} = 2604 \text{ ppm}$ an freien Bindungselektronen. Im Gegensatz dazu besitzt eine ältere Vergleichsprobe um das fünf- bis siebenfache niedrigere Werte von $C_{\text{Fe}^{3+}} = 8 \text{ ppm}$ und $n_{\text{db}} = 361 \text{ ppm}$. Diese Messergebnisse zusammen mit dem in Kapitel 7 diskutierten Zusammenhang zwischen dem niederfrequenten magnetischen Flussrauschen in dc-SQUIDs und den magnetischen Eigenschaften der verwendeten SiO_2 -Schicht lassen die Schlussfolgerung zu, dass die Rauscheigenschaften der Charge HDSQ15w1 höchstwahrscheinlich größtenteils magnetischen Verunreinigungen im SiO_2 zuzuschreiben sind.

Im Anschluss an die Charakterisierung der unbeladenen dc-SQUIDs wurden die Chips mit den betreffenden Bauteilen mit Hilfe der alkalischen Ätzlösung behandelt, um eine Beladung der Niobtanks mit Wasserstoff zu erzielen. Die Aluminiumschicht auf den Tankstrukturen war nach einer Ätzdauer von $t_{\text{ätz}} = 55 \text{ s}$ vollständig entfernt. Die sichtbaren Veränderungen in den Strom-Spannungs-Kennlinien bei $T = 4,2 \text{ K}$, welche in Abbildung 9.10 beispielhaft für das SQUID HDSQ15w1 4C03 dargestellt sind, sprechen für eine potentiell erfolgreiche Wasserstoffbeladung. Die gezeigten I - U -Kennlinien wurden vor bzw. zwei Wochen nach der Beladung mit Wasserstoff gemessen. Zum einen ist ein starker Anstieg des Widerstands R_{SQ} im normalleitenden Bereich der Kennlinie und damit auch generell eine Vergrößerung der Spannungsant-

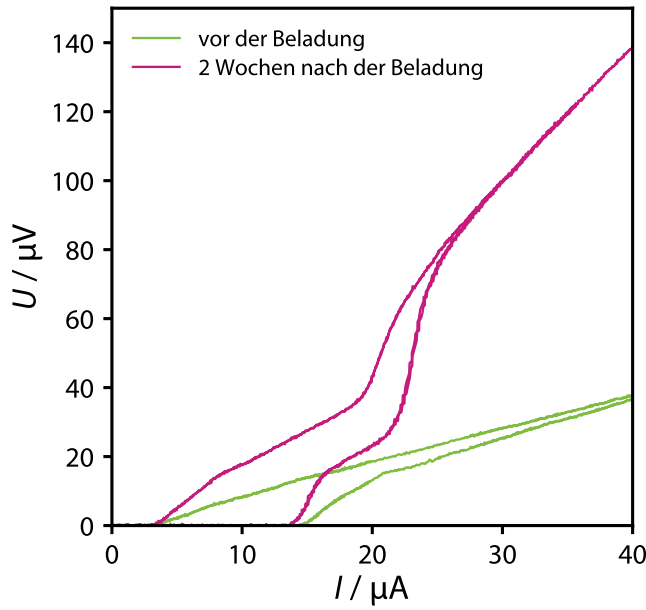


Abbildung 9.9: Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs HDSQ15w1 4C03 für ganz- und halbzahlige externe magnetische Flüsse bei der Temperatur $T = 4,2\text{ K}$ vor und zwei Wochen nach der Beladung mit Wasserstoff.

wort im Strombetrieb des wasserstoffbeladenen SQUIDs gegenüber dem unbeladenen SQUID zu verzeichnen. Zum anderen beobachtet man neben einer Deformierung der I - U -Kennlinien des beladenen SQUIDs einen Rückgang der idealen Betriebsströme I_b^{\max} durch die Wasserstoffbeladung. Eine Messung des idealen Betriebsstroms I_b^{\max} vor und nach der Ätzprozedur in alkalischer Lösung wurde bei allen der Wasserstoffbeladung unterzogenen SQUIDs durchgeführt. Bei einem symmetrischen SQUID mit einer durch thermisches Rauschen abgerundeten I - U -Kennlinie kann der kritische Strom eines einzelnen Josephson-Kontakts

$$I_0 = \frac{I_b^{\max}}{2} + \frac{k_B T}{\Phi_0} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{I_b^{\max}}{k_B T / \Phi_0}} \right) \quad (9.6)$$

in Abhängigkeit vom idealen Betriebsstrom I_b^{\max} ausgedrückt werden [Dru96b]. Der Verlauf der in Abbildung 9.9 gezeigten Strom-Spannungs-Kennlinie eines nominell mit Wasserstoff beladenen SQUIDs weicht von dem erwarteten Verlauf einer idealen Strom-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs durch Deformationen im Spannungsbereich zwischen $U = 10\ \mu\text{V}$ und $U = 50\ \mu\text{V}$ ab. Da sich die thermische Verrundung einer Strom-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs auf den Spannungsbereich nahe $U = 0\ \mu\text{V}$ bezieht, wurde die Gleichung (9.6) trotz der offensichtlichen Deformierung angewendet. In Abbildung 9.10 a) sind die so ermittelten kritischen Ströme I_0 vor und nach der Beladung mit Wasserstoff in Abhängigkeit von der nominellen Beladungsstärke aufgetragen. Der kritische Strom I_0 nach der Beladung wurde zwei Wochen nach der Ätzprozedur gemessen, nachdem die SQUIDs bereits im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten auf mK-Temperaturen abgekühlt worden waren. Wie im Vergleich mit den Ergebnissen aus [Hin08, Hin10] zu erwarten war, ist ein Rückgang der kritischen Ströme nach der Beladung zu verzeichnen. Wie in Abbildung 9.10 b) zu

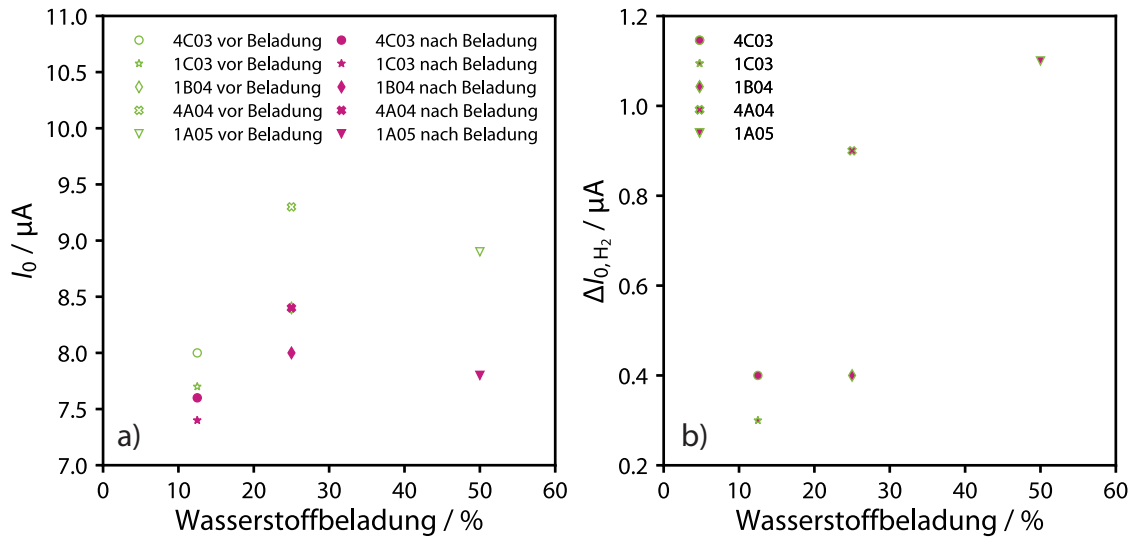


Abbildung 9.10: a) Aus gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs bestimmte kritische Ströme I_0 der Josephson-Kontakte vor und nach der Beladung in Abhängigkeit der nominellen prozentualen Beladung. Gezeigt sind Daten von insgesamt 5 SQUIDs, welche durch verschiedene Symbole unterschieden werden. Ungefüllte Symbole stehen für die Datenpunkte vor und gefüllte Symbole für die Datenpunkte nach der Beladung. b) Die aus den Werten in a) berechnete Differenz der kritischen Ströme $\Delta I_{0,H_2}$ in Abhängigkeit der nominellen prozentualen Beladung.

sehen ist, steigt die absolute Differenz der kritischen Ströme $\Delta I_{0,H_2} = I_0^{\text{vor}} - I_0^{\text{nach}}$ vor und nach der Beladung tendenziell mit der nominellen Beladungsstärke an. Der relative Rückgang der kritischen Ströme nach der Beladung im Vergleich zum Zustand vor der Beladung beträgt zwischen 5 % und 12 %.

Nach erfolgreicher Beladung wurde das niederfrequente magnetische Flussrauschen der mit Wasserstoff beladenen SQUIDs der Chips 1C03, 4A04 und 1A05 in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten bei Temperaturen zwischen $T = 7 \text{ mK}$ und 700 mK gemessen. In Abbildung 9.11 a)-c) ist die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ der SQUIDs im unbeladenen sowie im nominell beladenen Zustand bei der Frequenz von 1 Hz in Abhängigkeit von der Temperatur T des Kryostaten aufgetragen. Dabei beträgt die nominelle Beladung der Niobstrukturen mit Wasserstoff a) 12,5 %, b) 25 % und c) 50 %. Insgesamt unterscheiden sich die Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und des Rauschexponenten α zwischen dem unbeladenen und dem beladenen Zustand der SQUIDs bei Temperaturen unterhalb von 700 mK wenig. In Abbildung 9.11 a) und b) ist zu erkennen, dass sich die Datenpunkte des unbeladenen Zustands nach der Beladung tendenziell zu leicht höheren Werten der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ und des Rauschexponenten α verschieben. Hier ergibt die numerische

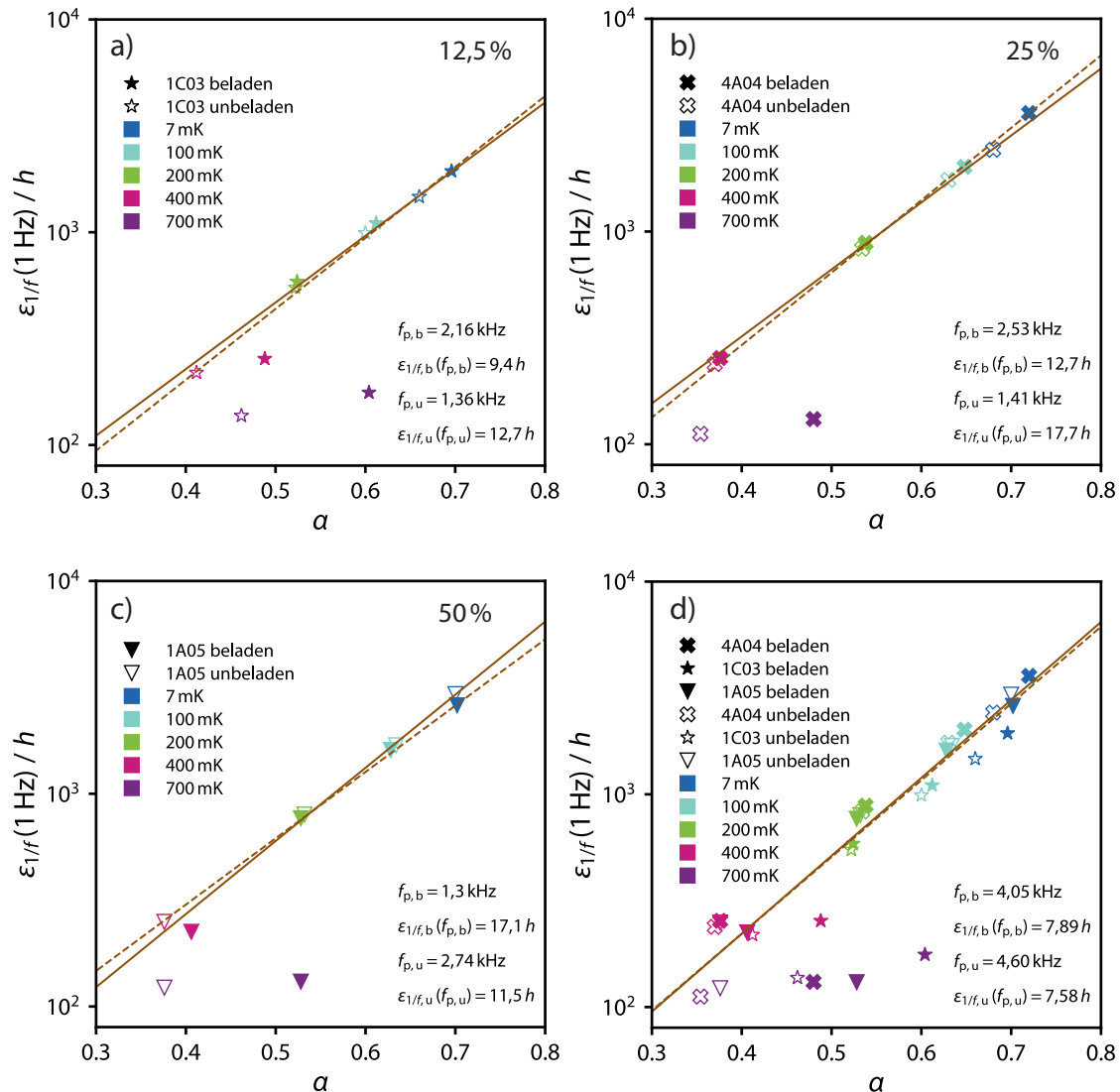


Abbildung 9.11: Auftragung der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α der mit Wasserstoff beladenen SQUIDs vor und nach der Beladung für die SQUIDs a) 1C03 mit 12,5 % b) 4A04 mit 25 % und c) 1A05 mit 50 % nomineller Beladung. d) Zusammenschau der Werte der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1 \text{ Hz})$ als Funktion des Exponenten α für die in a) bis c) gezeigten SQUIDs mit und ohne nominelle Wasserstoffbeladung. Gleiche Symbole beziehen sich auf dasselbe SQUID. Offene Symbole stehen für Daten unbeladener SQUIDs, gefüllte Symbole für beladene SQUIDs. Die Temperatur ist jeweils farblich gekennzeichnet. Die durchgezogene Linie stellt eine numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an die Daten der nominell unbeladenen SQUIDs im Temperaturbereich zwischen 7 mK und 400 mK dar. Analog dazu bildet die unterbrochene Linie die Darstellung der numerischen Anpassung der Gleichung (5.3) an die Daten der nominell mit Wasserstoff beladenen SQUIDs innerhalb desselben Temperaturbereichs.

Anpassung der Gleichung (5.3) an die Datenpunkte der unbeladenen SQUIDs jeweils eine leicht niedrigere Pivoting-Frequenz f_p und eine geringfügig höhere Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ als die entsprechende Anpassung an die Datenpunkte der nominell mit Wasserstoff beladenen SQUIDs. Im Fall der in Abbildung 9.11 c) dargestellten Messwerte des SQUIDs 1A05 ist jedoch keine der genannten Tendenzen erkennbar. Allen Datensätzen ist gemein, dass die bei einer Temperatur von $T = 700\text{ mK}$ gemessenen Datenpunkte zwischen dem unbeladenen und nominell mit Wasserstoff beladenen Zustand kaum Änderungen der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$, aber jeweils eine Vergrößerung von α um mehr als 0,1 aufweisen. Analog zu der Diskussion der Rauscheigenschaften der unbeladenen SQUIDs dieser Charge wurde in Abbildung 9.11 d) die aus der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1\text{ Hz})$ berechnete Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}(1\text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Exponenten α aufgetragen. Die Daten der SQUID-Chips 1C03, 4A04 und 1A05 sind in diesem Diagramm vereint gegenübergestellt. Insgesamt zeigen alle der vergleichend dargestellten Datensätze ein ähnliches Verhalten. Die numerische Anpassung der Gleichung (5.3) an alle Datenpunkte der unbeladenen SQUIDs bei $T < 700\text{ mK}$ ergibt eine hohe Übereinstimmung mit der Anpassung für die mit Wasserstoff beladenen SQUIDs. Hierbei wurde eine Pivoting-Frequenz von $f_p = (4,1 \pm 4,2)\text{ kHz}$ bestimmt. Diese stimmt innerhalb des Fehlerbereichs mit der anhand der Daten der unbeladenen SQUIDs extrahierten Pivoting-Frequenz von $f_p = (4,6 \pm 4,1)\text{ kHz}$ beziehungsweise der anhand der in Abbildung 9.7 b) gezeigten nominell unbeladenen SQUIDs mit einer Pivoting-Frequenz von $f_p = (1,6 \pm 1,1)\text{ kHz}$ überein. Der Unterschied zwischen den Werten der Pivoting-Frequenz f_p der unbeladenen SQUIDs rührt an dieser Stelle daher, dass für die in 9.7 b) dargestellte numerische Anpassung der Funktion (5.3) Daten von insgesamt 6 SQUIDs zur Verfügung standen. Im Gegensatz dazu beinhaltet der in Abbildung 9.11 d) gezeigte Datensatz nur 3 SQUIDs, die jeweils im unbeladenen und mit Wasserstoff beladenen Zustand hinsichtlich ihres niederfrequenten Flussrauschens charakterisiert wurden. Die gezeigten Ergebnisse lassen keinen eindeutigen Schluss zu der Frage nach dem Einfluss von Wasserstoff in Niob auf das niederfrequente magnetische Zusatzflussrauschen in dc-SQUIDs zu. Wie bereits erwähnt wurde, ist es wahrscheinlich, dass die Rauscheigenschaften der SQUIDs der Charge HDSQ15w1 größtenteils auf die Anwesenheit magnetischer Verunreinigungen aus dem sputterdeponierten SiO_2 zurückzuführen sind. Daher könnten weitere systematische Untersuchungen an SQUIDs im wasserstoffbeladenen Zustand, die mit weniger magnetischen Verunreinigungen im SiO_2 belastet sind, vonnöten sein. Die hier für die SQUIDs 1C03 und 4A04 gefundenen Tendenzen ergeben jedoch einen ersten Hinweis auf die Abhängigkeit des niederfrequenten Flussrauschens in dc-SQUIDs vom Wasserstoffgehalt des Niobs, die weitere Experimente in diese Richtung antreiben sollten.

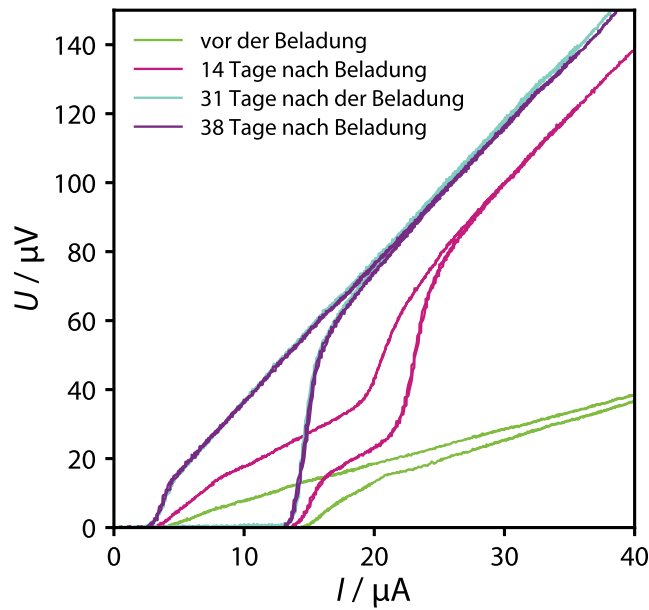


Abbildung 9.12: Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs HDSQ15w1 4C03 bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ für ganz- und halbzahlige Vielfache des Flussquants Φ_0 . Gezeigt ist der Zustand vor der Beladung und jeweils 14, 31 und 38 Tage nach der nominellen Beladung.

9.6.1 Zeitliche Änderung der Eigenschaften mit Wasserstoff beladener SQUIDs

Die errechnete mittlere vom Wasserstoff in Niob zurückgelegte Diffusionslänge für eine Zeitspanne von $t_{\text{diff}} = 60\text{ s}$, die durch die Ätzdauer vorgegeben ist, liegt nach Gleichung (9.5) bei über $300\ \mu\text{m}$. Daher ist zu erwarten, dass sich diffundierender Wasserstoff in einer zusammenhängenden Niobstruktur mit Gesamtausmaßen von einigen $100\ \mu\text{m}$ innerhalb von wenigen Minuten homogen verteilt. Innerhalb der hier beschriebenen experimentellen Untersuchungen konnte dies allerdings nicht bestätigt werden. In Abbildung 9.12 sind die I - U -Kennlinien des SQUIDs mit der internen Bezeichnung 4C03 aus der Charge HDSQ15w1 im Zustand vor der Beladung und jeweils 14, 31 und 38 Tage nach der Beladung dargestellt. Die Daten wurden bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ in einem Helium-Transportbehälter aufgenommen. Es ist auffällig, dass sich die Form der Kennlinien sowie die charakteristischen Parameter innerhalb des ersten Monats nach der Beladung verändern. Im Anschluss ist hingegen keine Veränderung mehr festzustellen. In diesem Endzustand ist auch der durch die Beladung ursprünglich entstandene Knick in der I - U -Kennlinie wieder verschwunden.

Aus den gemessenen Kennlinien wurde der Normalwiderstand R_{SQ} ermittelt, sowie aus dem gemessenen idealen Betriebsstrom mittels der Gleichung (9.4) der kritische Strom I_0 eines Josephson-Kontakts berechnet. Der Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie, die 14 Tage nach der Beladung gemessen wurde, weicht von dem für eine ideale Strom-Spannungs-Kennlinie erwarteten Verlauf ab. Die Gleichung (9.4) kann an dieser Stelle trotzdem angewendet werden, da besagte Deformation nicht den Be-

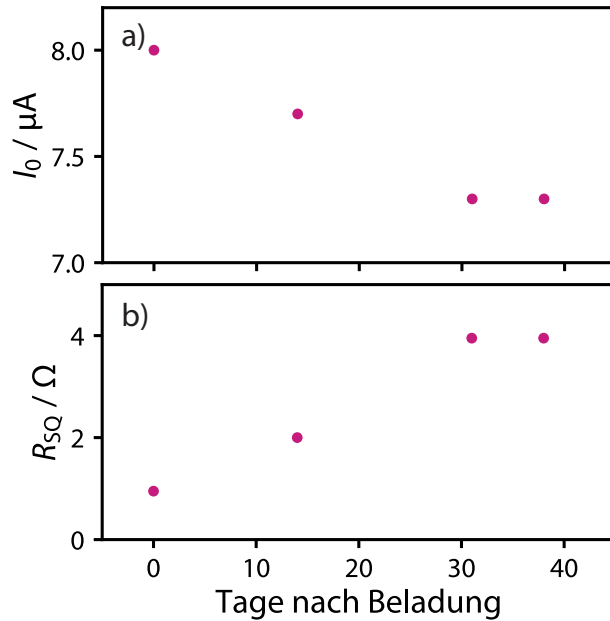


Abbildung 9.13: a) Kritischer Strom I_0 der Josephson-Kontakte und b) Widerstand R_{SQ} im normalleitenden Bereich der Strom-Spannungs-Kennlinie des SQUIDS HDSQ15w1 4C03 in Abhängigkeit von der Zeit ab der Beladung mit Wasserstoff. Die Strom-Spannungs-Kennlinien wurden bei einer Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ aufgenommen.

reich um $U = 0 \mu\text{V}$ betrifft, welcher für die Bestimmung der kritischen Ströme I_0 relevant ist. Diese sind gemeinsam mit dem Normalwiderstand R_{SQ} in Abbildung 9.13 jeweils in Abhängigkeit von der Zeit ab der Beladung dargestellt, wobei der Wert bei null Tage den nominell unbeladenen Zustand widerspiegelt. Der in Teil a) aufgetragene kritische Strom I_0 fällt mit der Zeit ab und scheint sich schlussendlich einem konstanten Wert ungefähr 10% unterhalb des ursprünglichen zu nähern. Diese Ergebnisse könnten nach [Hin08, Hin10] auf eine Wasserstoffbeladung der Josephson-Kontakte hindeuten. Im Gegensatz zum kritischen Strom I_0 steigt der in Teil b) der Abbildung 9.13 aufgetragene Widerstand R_{SQ} des SQUIDS im normalleitenden Zustand mit der Zeit an und erreicht schließlich einen gleichbleibenden Wert. Der Gesamtwiderstand des SQUIDS setzt sich aus der Parallelschaltung der beiden Josephson-Kontakte und der Shunt-Widerstände zusammen, wodurch die intrinsischen Widerstände der Josephson-Kontakte vernachlässigbar sind. Daher kann der Anstieg des Widerstands R_{SQ} nicht allein durch den wasserstoffbedingten Anstieg des Normalwiderstands R_{N} der Josephson-Kontakte erklärt werden. Es wäre beispielsweise möglich, dass sich auch der Widerstand der Shunt-Widerstände selbst erhöht.

Die Shunt-Widerstände bestehen aus einer Gold-Palladium-Legierung (AuPd), welches dafür bekannt ist, Wasserstoff aufnehmen zu können [Kna77, Łuk03, Luo10]. Weiterhin wurde in der Vergangenheit bereits festgestellt, dass der elektrische Widerstand von AuPd durch die Beladung mit Wasserstoff ansteigen kann [Ott69, Bab90]. Allerdings wurde auch berichtet, dass bei kleinen Wasserstoffkonzentrationen zunächst ein Rückgang des elektrischen Widerstands mit ansteigendem Wasserstoffan-

teil auftritt [Bar69, Luo10]. Mit einer Diffusionskonstante von $D \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$ für Wasserstoff in AuPd mit einem Stoffmengenanteil von 37,5% Gold und 62,5% Palladium ergibt sich nach Gleichung (9.5) in 60s eine mittlere zurückgelegte Weglänge von $\lambda_{\text{ES}} = 17,3 \mu\text{m}$ [Mae73]. Daher sollte auch die Diffusion von Wasserstoff in die Shunt-Widerstände bereits innerhalb von einigen Minuten abgeschlossen sein. Es stellt sich folglich die Frage, warum sich die Eigenschaften des SQUIDs noch bis ca. 30 Tage nach der Beladung verändern, obwohl die Bauteile über die gesamte Zeitspanne bei Raumtemperatur gelagert wurden und sich der Wasserstoff innerhalb weniger Minuten homogen über die gesamten SQUID-Strukturen verteilt haben müsste. Eine Möglichkeit wären eventuelle Diffusionsbarrieren, etwa sehr dünne, nicht abgetragene Oxidschichten auf dem Niob oder andere als Diffusionssperre agierenden Materialien, welche im Produktionsprozess selbst nicht direkt vorgesehen sind. Diese könnten vor allem in den Verbindungsfenstern zwischen der unteren und der oberen Niobschicht, sogenannten Vias, zu finden sein. Hinweise auf solche parasitär eingefügten Schichten innerhalb des Produktionsprozesses finden sich etwa in [Kra20]. Hier wurde eine gegenüber einlagigen Niob-Bahnen verringerte Stromtragfähigkeit von Kontakten zwischen verschiedenen Nb-Lagen festgestellt. Dies ist zum Beispiel durch eine parasitäre Schicht zwischen den beiden Niob-Lagen erklärbar, welche durch Residuen des Fotolacks oder unbekannte chemische Prozesse verursacht werden kann [Sau95]. Des Weiteren enthalten die Josephson-Kontakte selbst eine Schicht aus Al/AlOx, die als Diffusionsbarriere fungiert. Ist die Aluminiumoxid-Barriere nicht komplett durchoxidiert, so existiert eine dünne Schicht aus Aluminium zwischen den beiden Niobelektroden. Mit Blick auf die in Abbildung 9.6 a) dargestellte Entwurfzeichnung des verwendeten SQUIDs, kann festgehalten werden, dass Wasserstoff aus den Tankstrukturen jeweils ein Via und einen Josephson-Kontakt oder alternativ zwei Vias und einen AuPd-Shunt überwinden muss, um in die untere Nioblage der Bodenelektrode der Josephson-Kontakte zu gelangen. Von dort aus könnte sich Wasserstoff durch ein weiteres Via in die Zuleitungen und Bondfläche weiterverteilen. Durch diesen Mechanismus könnte eventuell erklärt werden, warum sich die Eigenschaften der gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien bis 30 Tage nach der Beladung verändern, obwohl die erwartete Diffusionszeit des Wasserstoffs in Niobstrukturen bei einigen Minuten liegt. Durch eine Diffusion in die Zuleitungen und Bondflächen der SQUIDs würde die Konzentration an Wasserstoff im SQUID selbst allerdings tendentiell abnehmen. Dies spricht gegen diese Theorie, da sowohl das Abfallen der kritischen Ströme I_0 der Josephson-Kontakte als auch der Anstieg der gemessenen Widerstände R_{SQ} mit der Zeit auf eine stetig ansteigende Wasserstoff-Konzentration im Niob hinweisen.

In Abbildung 9.14 ist die über dem SQUID abfallende Spannung U in Abhängigkeit des magnetischen Flusses Φ_x für den Zustand vor der Beladung und 31 Tage nach der Beladung aufgetragen. Die Messung wurde bei einer Temperatur von

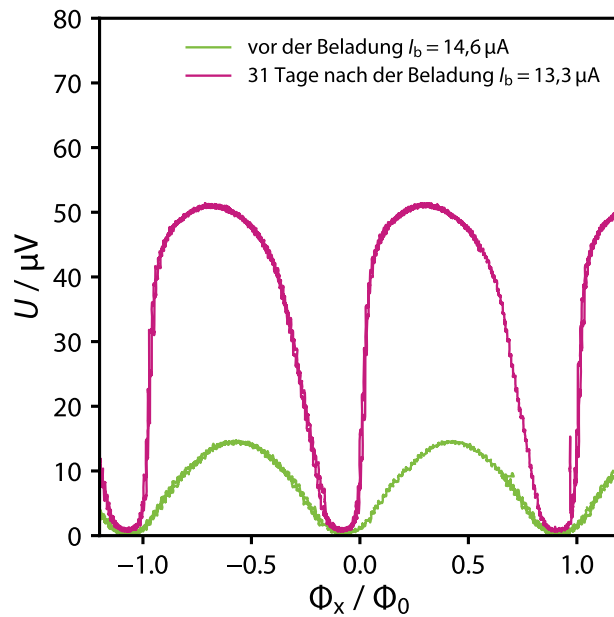


Abbildung 9.14: Gemessene U - Φ -Kennlinie des SQUIDs mit der internen Bezeichnung HDSQ15w1 4C03 aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ vor (grün) und 31 Tage nach der Beladung (pink) mit Wasserstoff.

$T = 4,2\text{ K}$ durchgeführt. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass der Gesamtwiderstand R_{SQ} durch die Wasserstoffbeladung und somit der Hub der U - Φ -Kennlinie ansteigt. Im Gegensatz zu der vor der Beladung aufgenommenen Kennlinie ist die vermeintlich nach Abschluss der Beladungs- und Diffusionsprozesse aufgenommene Kennlinie leicht asymmetrisch. Nach [Tes77, Mül01] rührt eine Asymmetrie in der U - Φ -Kennlinie eines dc-SQUIDs entweder von einer Asymmetrie der kritischen Ströme I_{01} und I_{02} der Josephson-Kontakte oder der Gesamtwiderstände R_1 und R_2 der Josephson-Kontakte im normalleitenden Zustand. Ein Blick auf die in Teil a) der Abbildung 9.6 dargestellte Entwurfzeichnung der verwendeten dc-SQUIDs zeigt, dass der aus der Tankstruktur in die restlichen Niobstrukturen diffundierende Wasserstoff den in der Abbildung links gezeichneten Josephson-Kontakt auf einem kürzeren Weg erreichen kann als den rechten Josephson-Kontakt. Gleiches gilt auch für die Shunt-Widerstände der Josephson-Kontakte. Die beiden Deckelektroden sind über einen kurzen Washer-Shunt aus AuPd leitend miteinander verbunden. Daher ist die Annahme gerechtfertigt, dass der linke Josephson-Kontakt nach Beginn der Beladung der Tankstrukturen früher mit Wasserstoff beladen wird als der rechte. Sollte die Asymmetrie in der U - Φ -Kennlinie von einer unterschiedlich starken Wasserstoffbeladung der um den rechten und linken Josephson-Kontakt herum gelagerten Strukturen herrühren, so stellt sich die Frage, ob und warum das erwartete Gleichgewicht nach 31 Tagen noch nicht erreicht ist, beziehungsweise warum sich kein Gleichgewicht einstellt. Insgesamt gestaltet sich hier eine quantitative Analyse schwierig, da der absolute Gehalt an Wasserstoff innerhalb der Metalle in unserem Experiment nicht festgestellt werden konnte. So sind lediglich zeitliche Verläufe charakteristischer Größen gemessen worden, welche Vergleiche zwischen verschieden stark beladenen

SQUIDs und den für Wasserstoff unterschiedlich durchlässigen Materialien möglich machen. Obwohl mit der entwickelten Methode eine vergleichende quantitative Einordnung der Beladungsstärke zwischen den verschieden stark beladenen SQUIDs möglich war, ist es für zukünftige Messungen wünschenswert, auch absolute quantitative Aussagen über den Wasserstoffgehalt der Niobstrukturen treffen zu können. Mit der Kenntnis des Stoffmengenanteils an Wasserstoff im Niob könnte in Zukunft eine bessere Möglichkeit zur Einordnung der gemessenen Werte an Literaturangaben geschaffen werden. Leider ist es auch wahrscheinlich, dass die hergestellte Charge an SQUIDs mit der internen Bezeichnung HDSQ15w1 durch magnetische Verunreinigungen innerhalb des sputterdeponierten SiO_2 nicht ideale Voraussetzungen für die Untersuchung von niederfrequentem Flussrauschen hat. Daher sollte zukünftig ein erneuter Versuch gestartet werden, eine Charge ohne die Verunreinigungen herzustellen. Weiterhin sollten *N*-SQUID-Arrays hergestellt werden, die mit Wasserstoff beladen werden können, um ihr niederfrequentes Flussrauschen mit den bisher an unbeladenen SQUID-Arrays gewonnenen Erkenntnissen [Kem16] zu vergleichen. Mit der neu entwickelten Methode, Niobstrukturen ohne direkten Kontakt zur alkalischen Ätzlösung mit Wasserstoff zu beladen, eröffnet sich auch die Möglichkeit, einzelne ungeschuntete Josephson-Kontakte mit Wasserstoff zu beladen und experimentell zu untersuchen. In der Diskussion der experimentellen Ergebnisse der wasserstoffbeladenen dc-SQUIDs konnte aufgrund der Komplexität der Strukturen nicht abschließend geklärt werden, welche Diffusionsprozesse auf mikroskopischer Ebene stattfinden und in welchen Zeitskalen sie verlaufen. Um dieses Problem abzumildern, wäre es in einem weiteren experimentellen Schritt beispielsweise möglich, dc-SQUID-Designs zu entwickeln, welche durch absichtlich eingefügte Diffusionsbarrieren aus Aluminium oder sonstigen geeigneten Materialien eine Beladung der Josephson-Kontakte und der Shunt-Widerstände gänzlich verhindern. So könnten die physikalischen Eigenschaften der Josephson-Kontakte und des SQUIDs erhalten bleiben und gleichzeitig der Einfluss von Wasserstoff im Washer auf das niederfrequente Flussrauschen untersucht werden. Auch könnte mit solchen Diffusionsbarrieren die Diffusion von Wasserstoff in die Zuleitungen und Kontaktflächen verhindert werden, was unter Umständen dazu führt, dass die Zeitspanne, über die sich die gemessenen physikalischen Eigenschaften ändern, verringert wird.

10. Zusammenfassung und Ausblick

Supraleitende Quantenbauteile (SQDs) wie SQUIDs und supraleitende Qubits ermöglichen eine Vielzahl von technischen Anwendungen. Beispiele hierfür liegen im Bereich der Medizin, der Geoexploration oder bei der Entwicklung eines durch seine Quantennatur dem klassischen Computer in speziellen Problemstellungen überlegenen Quantencomputer. Die Messgenauigkeit eines auf der Nutzung von SQUIDs basierenden Messsystems sowie die für die korrekte Funktion eines Quantencomputers notwendige Kohärenz supraleitender Qubits wird durch Rauschen im Allgemeinen empfindlich gestört. Neben bereits gut erforschten Beiträgen zum Gesamtrauschen wie beispielsweise dem frequenzunabhängigen thermischen Rauschen resistiver Elemente im supraleitenden Schaltkreis, oder $1/f$ -artigen Anteilen, die durch Fluktuationen des kritischen Stroms der Josephson-Kontakte [Wak86, VH04] oder sich bewegende Vortices [Fer91, Koc83] verursacht werden, existiert in flusssensitiven SQDs ein weiterer niederfrequenter Anteil bisher unbekannter Herkunft. Die Eigenschaften, Ursachen und Unterdrückung dieses $1/f$ -artigen Zusatzflussrauschens sind Gegenstand der Forschung innerhalb der vorliegenden Arbeit. Dazu wurden aufgrund der innerhalb der Arbeitsgruppe bestehenden Verfügbarkeit und vergleichsweise leichten Bedienung dc-SQUIDs verwendet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von SQDs anhand von dc-SQUIDs erforscht. Dazu wurden eigens Entwurfzeichnungen erstellt, mit deren Hilfe die zu untersuchenden Bauteile im institutseigenen Reinraum mittels Dünnschichtverfahren hergestellt wurden. Im Anschluss wurden die charakteristischen Eigenschaften und das niederfrequente Zusatzflussrauschen dieser dc-SQUIDs bei mK-Temperaturen in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten gemessen und systematisch analysiert. Zu Beginn der experimentellen Phase dieser Arbeit wurden die zu untersuchenden SQUIDs als primäres SQUID innerhalb eines zweistufigen SQUID-Aufbaus betrieben. In einem solchen Fall wird das Rauschspektrum des als Prüfling funktionierenden SQUIDs durch Subtraktion des Verstärkerrauschens vom Gesamtspektrum berechnet. Im Falle großer Rauschbeiträge der Auslekette liefert diese Methode teils unzureichende Ergebnisse. Daraufhin wurde durch die Verwendung einer auf der Kreuzkorrelationsmethode basierenden Verfahrensweise zur Bestimmung des scheinbaren intrinsischen Flussrauschens eines einzelnen dc-SQUIDs der Einfluss des Rauschens der Verstärkerkette gegenüber einem zweistufigen SQUID-Aufbau weiter unterdrückt. Hierfür wurde ein im Rahmen dieser Arbeit eigens entworfener experimenteller Aufbau gefertigt, in Betrieb genommen und hinsichtlich seiner Funktionstüchtigkeit überprüft. Zur

Aufzeichnung der Gesamtspektren wurde zu Beginn der experimentellen Arbeit ein Spektrum-Analysator verwendet, der das analoge Signal der SQUID-Elektronik intern fouriertransformiert und mittelt. Diese Rauschspektren wurden im Anschluss digital abgespeichert. Hierdurch ergaben sich systematische Fehler, welche nur durch erhöhten Arbeitsaufwand zu kontrollieren waren. Im Gegensatz dazu stellt eine erst nach der Datenaufzeichnung stattfindende Fouriertransformation und Mittelung der Daten eine elegantere, transparentere und weniger fehleranfällige Vorgehensweise dar, da jegliches Störsignal bereits im aufgezeichneten Zeitsignal zu erkennen ist und der betreffende Teil der Messung verworfen werden kann. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit ein experimenteller Aufbau zur Datenaufzeichnung und ein Computerprogramm zur Fouriertransformation und Kreuzkorrelation der aufgezeichneten Daten realisiert und hinsichtlich ihrer Funktionalität getestet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Inhalt der 2016 erschienenen Veröffentlichung „Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices“ von Sebastian Kempf, Anna Ferring und Christian Enss [Kem16] diskutiert. In einer vergleichenden Zusammenschau aller uns bis zur Entstehung der Analyse bekannten Daten zum niederfrequenten Flussrauschen in SDQs wurden Hinweise auf eine Materialabhängigkeit und eine Bauteil-Typ-Abhängigkeit des Zusatzflussrauschens gefunden. Es wurde außerdem vorgeschlagen, die Energiesensitivität $\varepsilon = S_{\Phi}/(2L)$ als annähernd induktivitätsunabhängigen Güteparameter der spektralen Leistungsdichte S_{Φ} vorzuziehen. Daraus wurden verschiedene Fragestellungen erarbeitet, wie etwa die Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens von dc-SQUIDs bei tiefen Temperaturen unter den Gesichtspunkten der Induktivitätsabhängigkeit, der Abhängigkeit von herstellungsbedingten Verunreinigungen der SiO_2 -Schichten, vom Material der SQUID-Leiterschleife und von der Beladung der Niobstrukturen mit Wasserstoff. Passend zu jedem Thema wurden daraufhin eigens dazu entworfene SQUIDs im insitutseigenen Reinraum hergestellt, charakterisiert und bei mK-Temperaturen hinsichtlich ihres niederfrequenten Zusatzflussrauschens untersucht. Aus den so erhaltenen Rauschspektren wurden die Amplitude sowie der Exponent α des $1/f^{\alpha}$ -artigen Anteils des Spektrums durch eine numerische Anpassung extrahiert. Nachfolgend wurden die resultierenden Ergebnisse durch eine Auftragung der Energiesensitivität bei einer festgelegten Frequenz von 1 Hz in Abhängigkeit des Exponenten zueinander in Bezug gesetzt.

Der Einfluss der Induktivität der SQUID-Leiterschleife auf die Eigenschaften des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in dc-SQUIDs wurde in der Vergangenheit bereits mit sich teils widersprechenden Ergebnissen [Koc83, Wel11] diskutiert. Durch die Konzeption und Realisierung eines Experiments mit bauähnlichen SQUIDs unterschiedlicher Induktivität konnte hier gezeigt werden, dass die spektrale Leistungsdichte S_{Φ} des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in der Tendenz proportional zur

Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist. Dies würde bedeuten, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ unabhängig von der Induktivität der SQUID-Leiterschleife ist. Dadurch wird nochmals unterstrichen, dass die Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ das geeignetere Maß bei der Untersuchung des niederfrequenten Flussrauschens in SQDs darstellt. Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten wurden mit ähnlichen Experimenten von Frederick Wellstood [Wel88, Wel11] und Steven Anton [Ant13] verglichen. Hierbei zeigten sich Hinweise auf eine verbleibende tendenzielle Induktivitätsabhängigkeit der Energiesensitivität $\varepsilon_{1/f}$ und des Exponenten α . Weiterhin wurde eine Korrelation der durch eine numerischen Anpassung erhaltenen Parameter $\varepsilon_{1/f}(f_p)$ und f_p gefunden. Es gilt jedoch noch in zukünftigen Experimenten zu untersuchen, ob das Auftreten dieser Korrelation innerhalb der untersuchten Datensätze einen artefaktischen Ursprung durch die naturgemäße Beschränkung der Datenpunkte auf einen bestimmten Wertebereich hat oder physikalische Relevanz besitzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nachgewiesen, dass der Reinheitsgrad von sputter-deponierten dünnen Filmen nicht ausschließlich von der Reinheit der verwendeten Ausgangsmaterialien, also des Targets und des Prozessgases abhängt. Vielmehr spielen auch die geometrischen Gegebenheiten der Sputterkathode eine entscheidende Rolle. Brennt innerhalb der Sputteranlage ein parasitäres Plasma, so wird nicht vom Target stammendes Material abgetragen und zusammen mit dem gewünschten Material auf dem Substrat abgeschieden. Es konnte gezeigt werden, dass die Messung der Magnetisierung einer Au-SiO₂-Au-Probe in Abhängigkeit der Temperatur ein quantitatives Maß für die magnetische Verunreinigung des SiO₂ liefert. Durch die Bestimmung der sich ergebenden Konzentrationen an Fremdatomen bzw. -ionen und Störstellen wird der Grad der Verunreinigung quantifiziert und kann zur Ausprägung des niederfrequenten Zusatzflussrauschens in SQUIDs mit in gleicher Weise hergestelltem SiO₂ in Verbindung gesetzt werden. Es konnte außerdem demonstriert werden, dass die gezielte Anpassung der Geometrie der Sputterkathode den Grad der magnetischen Verunreinigungen im abgeschiedenen SiO₂ reduzieren kann. Hierdurch wird das niederfrequente Flussrauschen von dc-SQUIDs, deren SiO₂-Lagen auf die gleiche Weise hergestellt wurden, signifikant reduziert. Außerdem wurde ein Experiment zur systematischen Untersuchung unterschiedlicher SiO₂-Schichten auf ansonsten baugleichen SQUIDs demonstriert.

Aus experimentellen Beobachtungen [Kem16] und theoretischen Betrachtungen [Wu12, LaF15] existieren Hinweise auf den Einfluss der Materialwahl der supraleitenden Leiterschleife auf das niederfrequente Flussrauschen von SQDs. Auch ein möglicher Einfluss der Oberflächeneigenschaften und adsorbierter Gase auf das $1/f$ -artige Zusatzflussrauschen wurde bereits vielfach diskutiert [Wan15, Wan18] und experimentell untersucht [Kum16, dG17, dG18]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde in diesem Zusammenhang eine modular aufgebaute SQUID-Geometrie für einzel-

ne SQUIDs und N -SQUID-Arrays konzipiert, welche die Möglichkeit bietet, jegliches prozesstechnisch geeignete supraleitende Material als SQUID-Leiterschleife aufzubringen. Gleichzeitig ist durch die dabei gleichbleibende Josephson-Kontakt-Technologie mit Nb/Al-AlO_x/Nb-Kontakten und die Verwendung desselben Substrats für bis zu vier zu untersuchende Materialien höchstmögliche Vergleichbarkeit der SQUID-Eigenschaften und der Rauschspektren gewährleistet. Anhand von derartig hergestellten SQUIDs mit einer Leiterschleife aus Aluminium konnte die Funktionalität des Entwurfs demonstriert werden. Weiterhin wurden diese SQUIDs hinsichtlich ihres niederfrequenten Zusatzflussrauschens charakterisiert und mit Niob-SQUIDs verglichen. Dabei zeigte sich ein erhöhtes Rauschen der Niob-SQUIDs gegenüber den Aluminium-SQUIDs, was sich mit den Voraussagen aus [LaF15] und [Wu12] deckt.

Die Abhängigkeit des niederfrequenten Rauschens von auf der Oberfläche der supraleitenden Strukturen adsorbiertem Wasserstoff [Qui17, dG18, Wan18] sowie Untersuchungen zu Existenz und Eigenschaften von auf Zwischengitterplätzen eingebauten Wasserstoffatomen in Niob [O'H74, Bir76, Wip87, Mor89] geben Anstoß zu der Fragestellung des letzten Teils dieser Arbeit. Hier wurde der Einfluss von in Niob gespeichertem Wasserstoff auf das niederfrequente Flussrauschen in dc-SQUIDs untersucht. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Methode zur kontrollierten Wasserstoffbeladung von Niobstrukturen entwickelt und auf ihre Zuverlässigkeit geprüft. Es konnte gezeigt werden, dass mittels der hier entwickelten Methode Wasserstoff in unterschiedlichen Konzentrationen zuverlässig in Niobstrukturen eingebaut werden kann. Weiterhin wurde ein Experiment konzipiert und realisiert, bei dem dc-SQUIDs aus Niob kontrolliert mit Wasserstoff beladen werden können, ohne die Josephson-Kontakte einer direkten Beladung oder Zerstörung auszusetzen. Schlussendlich wurden diese dc-SQUIDs vor und nach der Beladung charakterisiert sowie hinsichtlich ihres niederfrequenten Zusatzflussrauschens untersucht. In diesem Zusammenhang wurden Hinweise auf den Einfluss von absorbiertem Wasserstoff in Niobstrukturen auf das niederfrequente Zusatzflussrauschen von dc-SQUIDs gefunden. Die Sensitivität dieser Messmethode kann in Zukunft durch die Verwendung von magnetisch reinem SiO₂ wahrscheinlich verbessert werden. Außerdem wurden Hinweise auf anhaltende Diffusionsprozesse des Wasserstoffs in den Niobstrukturen gefunden.

Mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen konnte ein substanzieller Beitrag zur Erforschung der Herkunft und Eigenschaften niederfrequenten Zusatzflussrauschens in SQUIDs geleistet werden. Detailliertes Wissen um die Ursachen des niederfrequenten Zusatzflussrauschens eröffnet schlussendlich die Möglichkeit zur wirkungsvollen Reduktion desselben. Dadurch ebnet sich auch mit Hinblick auf praktische Anwendungen Qubit-basierter Quantentechnologie der Weg für bahnbrechende Neuerungen wie beispielsweise die Realisierung eines Quantencomputers.

Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Oxford University Press, 1970.
- [Ade17] N. Adelstein, D. Lee, J. L. DuBois, K. G. Ray, J. B. Varley und V. Lordi, Magnetic stability of oxygen defects on the SiO₂ surface, *AIP Adv.*, **7**(2), 025110, 2017.
- [Aga13] K. Agarwal, I. Martin, M. D. Lukin und E. Demler, Polaronic model of two-level systems in amorphous solids, *Phys. Rev. B*, **87**(14), 144201, 2013.
- [Alb59] W. M. Albrecht, W. D. Goode und M. W. Mallett, Reactions in the Niobium-Hydrogen System, *J. Electrochem. Soc.*, **106**(11), 981, 1959.
- [Ale78a] G. Alefeld und J. Völkl (Ed.), *Hydrogen in Metals I- Basic Properties*, volume 28, Springer Berlin, Heidelberg, 1978.
- [Ale78b] G. Alefeld und J. Völkl (Ed.), *Hydrogen in metals II - Application-Oriented Properties*, volume 29, Springer Berlin, Heidelberg, 1978.
- [Amb63] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Tunneling Between Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 486–489, 1963.
- [And63] P. W. Anderson und J. M. Rowell, Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 230–232, 1963.
- [And72] P. W. Anderson, B. I. Halperin und C. M. Varma, Anomalous low-temperature thermal properties of glasses and spin glasses, *Philos. Mag.*, **25**(1), 1–9, 1972.
- [And07] W. Andrä und H. Nowak (Ed.), *Magnetism in Medicine*, Wiley-VCH Weinheim, 2nd edition edition, 2007.
- [Ant03] C. Antoine und S. Berry, H in Niobium: origin and method of detection, in *AIP Conf. Proc.*, volume 671, 176–189, American Institute of Physics, 2003.
- [Ant12] S. M. Anton, C. Müller, J. S. Birenbaum, S. R. O’Kelley, A. D. Fefferman, D. S. Golubev, G. C. Hilton, H.-M. Cho, K. D. Irwin, F. C. Wellstood, G. Schön, A. Shnirman und J. Clarke, Pure dephasing in flux qubits due to

- flux noise with spectral density scaling as $1/f^\alpha$, *Phys. Rev. B*, **85**, 224505, 2012.
- [Ant13] S. M. Anton, J. S. Birenbaum, S. R. O’Kelley, V. Bolkhovsky, D. A. Braje, G. Fitch, M. Neeley, G. C. Hilton, H.-M. Cho, K. D. Irwin, F. C. Wellstood, W. D. Oliver, A. Shnirman und J. Clarke, Magnetic Flux Noise in dc SQUIDS: Temperature and Geometry Dependence, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 147002, 2013.
- [Aru19] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. Brandao, D. A. Buell, B. Burkett, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, R. Collins, W. Courtney, A. Dunsworth, E. Farhi, B. Foxen, A. Fowler, C. Gidney, M. Giustina, R. Graff, K. Guerin, S. Habegger, M. P. Harrigan, M. J. Hartmann, A. Ho, M. Hoffmann, T. Huang, T. S. Humble, S. V. Isakov, E. Jeffrey, Z. Jiang, D. Kafri, K. Kechedzhi, J. Kelly, P. V. Klimov, S. Knysh, A. Korotkov, F. Kostritsa, D. Landhuis, M. Lindmark, E. Lucero, D. Lyakh, S. Mandrà, J. R. McClean, M. McEwen, A. Megrant, X. Mi, K. Michielsen, M. Mohseni, J. Mutus, O. Naaman, M. Neeley, C. Neill, M. Y. Niu, E. Ostby, A. Petukhov, J. C. Platt, C. Quintana, E. G. Rieffel, P. Roushan, N. C. Rubin, D. Sank, K. J. Satzinger, V. Smelyanskiy, K. J. Sung, M. D. Trevithick, A. Vainsencher, B. Villalonga, T. White, Z. J. Yao, P. Yeh, A. Zalcman, H. Neven und J. M. Martinis, Quantum supremacy using a programmable superconducting processor, *Nature*, **574**(7779), 505–510, 2019.
- [Ast04] O. Astafiev, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto und J. S. Tsai, Quantum Noise in the Josephson Charge Qubit, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 267007, 2004.
- [Ast06] O. Astafiev, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto und J. S. Tsai, Temperature Square Dependence of the Low Frequency $1/f$ Charge Noise in the Josephson Junction Qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 137001, 2006.
- [Ata14] J. Atalaya, J. Clarke, G. Schön und A. Shnirman, Flux $1/f^\alpha$ noise in two-dimensional Heisenberg spin glasses: Effects of weak anisotropic interactions, *Phys. Rev. B*, **90**, 014206, 2014.
- [Bab90] K. Baba, U. Miyagawa, K. Watanabe, Y. Sakamoto und T. Flanagan, Electrical resistivity changes due to interstitial hydrogen in palladium-rich substitutional alloys, *J. Mater. Sci.*, **25**, 3910–3916, 1990.
- [Bae95] M. Baert, V. V. Metlushko, R. Jonckheere, V. V. Moshchalkov und Y. Bruynseraede, Composite Flux-Line Lattices Stabilized in Supercon-

- ducting Films by a Regular Array of Artificial Defects, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3269–3272, 1995.
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.*, **108**(5), 1175–1204, 1957.
- [Bar69] B. Baranowski und R. Wiśniewski, The Electrical Resistance of Palladium and Palladium–Gold Alloy (50 wt% Au and Pd) in Gaseous Hydrogen up to 24000 at at 25° C, *Phys. Status Solidi (b)*, **35**(2), 593–597, 1969.
- [Bar01] H.-J. Barthelmess, M. Halverscheid, B. Schiefenhovel, E. Heim, M. Schilling und R. Zimmermann, Low-noise biomagnetic measurements with a multichannel dc-SQUID system at 77 K, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**(1), 657–660, 2001.
- [Bar14] R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, A. Veitia, D. Sank, E. Jeffrey, T. C. White, J. Mutus, A. G. Fowler, B. Campbell et al., Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance, *Nature*, **508**(7497), 500–503, 2014.
- [Bau22] F. Bauer, Rauscharme Stromsensor-dc-SQUIDs mit Impedanzanpassung für metallische magnetische Kalorimeter, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2022.
- [Ber09] J. Bergli, Y. M. Galperin und B. Altshuler, Decoherence in qubits due to low-frequency noise, *New J. Phys.*, **11**(2), 025002, 2009.
- [Bia07] R. C. Bialczak, R. McDermott, M. Ansmann, M. Hofheinz, N. Katz, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O’Connell, H. Wang, A. N. Cleland und J. M. Martinis, $1/f$ Flux Noise in Josephson Phase Qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 187006, 2007.
- [Bir76] H. K. Birnbaum und C. P. Flynn, Hydrogen Tunneling States in Niobium, *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 25–28, 1976.
- [BJ81] E. Ben-Jacob und Y. Imry, Dynamics of the DC-SQUID, *J. Appl. Phys.*, **52**(11), 6806–6815, 1981.
- [Bla77] J. Black und B. Halperin, Spectral diffusion, phonon echoes, and saturation recovery in glasses at low temperatures, *Phys. Rev. B*, **16**(6), 2879, 1977.
- [Blu09] H. Bluhm, J. A. Bert, N. C. Koshnick, M. E. Huber und K. A. Moler, Spinlike Susceptibility of Metallic and Insulating Thin Films at Low Temperature, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 026805, 2009.

- [Bou98] V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve und M. Devoret, Quantum coherence with a single Cooper pair, *Phys. Scr.*, **1998**(T76), 165, 1998.
- [Bro28] R. Brown, A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies, *Phil. Mag.*, **4**, 161–173, 1828.
- [Bru82] J. J. P. Bruines, V. J. de Waal und J. E. Mooij, Comment on: “DC SQUID: Noise and optimization” by Tesche and Clarke, *J. Low Temp. Phys.*, **46**, 383–386, 1982.
- [Buc18] M. Buchner, K. Höfler, B. Henne, V. Ney und A. Ney, Tutorial: Basic principles, limits of detection, and pitfalls of highly sensitive SQUID magnetometry for nanomagnetism and spintronics, *J. Appl. Phys.*, **124**(16), 161101, 2018.
- [Byl11] J. Bylander, S. Gustavsson, F. Yan, F. Yoshihara, K. Harrabi, G. Fitch, D. Cory, Y. Nakamura, J.-S. Tsai und W. Oliver, Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit, *Nat. Phys.*, **7**, 565–570, 2011.
- [Cab49] N. Cabrera und N. F. Mott, Theory of the oxidation of metals, *Rep. Prog. Phys.*, **12**(1), 163, 1949.
- [Cam05] J. P. Campbell, P. M. Lenahan, A. T. Krishnan und S. Krishnan, Direct observation of the structure of defect centers involved in the negative bias temperature instability, *Appl. Phys. Lett.*, **87**(20), 204106, 2005.
- [Can96] R. Cantor, Dc Squids: Design, Optimization and Practical Applications, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID sensors: Fundamentals, Fabrication and Application*, NATO ASI Series E329. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- [Car94] H. M. Carruzzo, E. R. Grannan und C. Yu, Nonequilibrium dielectric behavior in glasses at low temperatures: Evidence for interacting defects, *Phys. Rev. B*, **50**(10), 6685, 1994.
- [Cas60] T. Castner, G. S. Newell, W. C. Holton und C. P. Slichter, Note on the Paramagnetic Resonance of Iron in Glass, *J. Chem. Phys.*, **32**(3), 668–673, 1960.
- [Cas97] A. Castellanos, R. Wördenweber, G. Ockenfuss, A. v. Hart und K. Keck, Preparation of regular arrays of antidots in YBa₂Cu₃O₇ thin films and observation of vortex lattice matching effects, *Appl. Phys. Lett.*, **71**(7), 962–964, 1997.

-
- [Che85] G. Cherlov, S. Freidman, A. Zatsepin, V. Kortov und V. Gubanov, Electron structure of “oxygen vacancy” defect in SiO₂, *Solid State Commun.*, **55**(5), 495–497, 1985.
- [Che08] W. Chen, D. A. Bennett, V. Patel und J. E. Lukens, Substrate and process dependent losses in superconducting thin film resonators, *Supercond. Sci. Technol.*, **21**(7), 075013, 2008.
- [Che10] Z. Chen und C. C. Yu, Comparison of Ising Spin Glass Noise to Flux and Inductance Noise in SQUIDs, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 247204, 2010.
- [Che21] B. Chesca, D. John und R. Cantor, SQUID-arrays coupled to on-chip integrated thin-film superconducting input coils operating coherently, *Appl. Phys. Lett.*, **118**(4), 042601, 2021.
- [Chi03] I. Chiorescu, Y. Nakamura, C. M. Harmans und J. Mooij, Coherent quantum dynamics of a superconducting flux qubit, *Science*, **299**(5614), 1869–1871, 2003.
- [Chw01] A. Chwala, V. Schultze, R. Stolz, J. Ramos, R. IJsselsteijn, H.-G. Meyer und D. Kretzschmar, An HTS dc SQUID system in competition with induction coils for TEM applications, *Physica C: Superconductivity*, **354**(1-4), 45–48, 2001.
- [Chw11] A. Chwala, J. P. Smit, R. Stolz, V. Zakosarenko, M. Schmelz, L. Fritsch, F. Bauer, M. Starkloff und H.-G. Meyer, Low temperature SQUID magnetometer systems for geophysical exploration with transient electromagnetics, *Supercond. Sci. Technol.*, **24**(12), 125006, 2011.
- [Chw15] A. Chwala, R. Stolz, M. Schmelz, V. Zakosarenko, M. Meyer und H.-G. Meyer, SQUID systems for geophysical time domain electromagnetics (TEM) at IPHT Jena, *IEICE Trans. Electron.*, **98**(3), 167–173, 2015.
- [Cla75] J. H. Claassen, Coupling considerations for SQUID devices, *J. Appl. Phys.*, **46**(5), 2268–2275, 1975.
- [Cla88a] J. Clarke und R. Koch, The Impact of High Temperature Superconductivity on SQUIDs, *Science*, **242**, 217–223, 1988.
- [Cla88b] J. Clarke, A. N. Cleland, M. H. Devoret, D. Esteve und J. M. Martinis, Quantum mechanics of a macroscopic variable: the phase difference of a Josephson junction, *Science*, **239**(4843), 992–997, 1988.

- [Cla96] J. Clarke, SQUID fundamentals, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID sensors: Fundamentals, Fabrication and Application*, NATO ASI Series E329. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- [Cla04] J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, 2004.
- [Cla06] J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. II Applications of SQUIDs and SQUID systems*, Wiley-VCH, 2006.
- [Cle98] J. R. Clem, Vortex Exclusion from Superconducting Strips and SQUIDs in Weak Perpendicular Ambient Magnetic Fields, in *Bull. Am. Phys. Soc.*, volume 43, 401, 1998, K36.06, unpublished.
- [Coh72] D. Cohen, Magnetoencephalography: Detection of the Brain's Electrical Activity with a Superconducting Magnetometer, *Science*, **175**(4022), 664–666, 1972.
- [Con07] M. Constantin und C. C. Yu, Microscopic Model of Critical Current Noise in Josephson Junctions, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 207001, 2007.
- [Coo56] L. N. Cooper, Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev.*, **104**, 1189–1190, 1956.
- [Cro89] M. Cromar, J. A. Beall, D. Go, K. Masarie, R. H. Ono und R. Simon, Noise in DC SQUIDS with Nb/Al-oxide/Nb Josephson junctions, *IEEE Trans. Magn.*, **25**(2), 1005–1007, 1989.
- [Dan96] E. Dantsker, S. Tanaka, P. Å. Nilsson, R. Kleiner und J. Clarke, Reduction of $1/f$ noise in high T_c dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field, *Appl. Phys. Lett.*, **69**(26), 4099–4101, 1996.
- [Dan97] E. Dantsker, S. Tanaka und J. Clarke, High- T_c super conducting quantum interference devices with slots or holes: Low $1/f$ noise in ambient magnetic fields, *Appl. Phys. Lett.*, **70**(15), 2037–2039, 1997.
- [De14] A. De, Ising-Glauber Spin Cluster Model for Temperature-Dependent Magnetization Noise in SQUIDS, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 217002, 2014.
- [Dea61] B. S. Deaver und W. M. Fairbank, Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 43–46, 1961.

-
- [DeS63] W. DeSorbo, Effect of Dissolved Gases on Some Superconducting Properties of Niobium, *Phys. Rev.*, **132**, 107–121, 1963.
- [Det79] F. Dettmann, W. Richter, G. Albrecht und W. Zahn, A Monolithic Thin Film DC-SQUID, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **51**(K185), K185–K188, 1979.
- [Dev04] M. H. Devoret, A. Wallraff und J. M. Martinis, Superconducting Qubits: A Short Review, *arXiv eprint cond-mat/0411174*, 2004.
- [dG64] P. G. de Gennes, Boundary Effects in Superconductors, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 225–237, 1964.
- [DG01] C. Del Gratta, V. Pizzella, F. Tecchio und G. L. Romani, Magnetoencephalography—a noninvasive brain imaging method with 1 ms time resolution, *Rep. Prog. Phys.*, **64**(12), 1759, 2001.
- [dG17] S. E. de Graaf, A. A. Adamyan, T. Lindström, D. Erts, S. E. Kubatkin, A. Y. Tzalenchuk und A. V. Danilov, Direct Identification of Dilute Surface Spins on Al₂O₃: Origin of Flux Noise in Quantum Circuits, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 057703, 2017.
- [dG18] S. de Graaf, L. Faoro, J. Burnett, A. Adamyan, A. Tzalenchuk, S. Kubatkin, T. Lindström und A. Danilov, Suppression of low-frequency charge noise in superconducting resonators by surface spin desorption, *nat. comm.*, **9**(1), 1143, 2018.
- [Dol61] R. Doll und M. Näbauer, Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 51–52, 1961.
- [Dru95] D. Drung, The PTB 83-SQUID system for biomagnetic applications in a clinic, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**(2), 2112–2117, 1995.
- [Dru96a] D. Drung, Advanced SQUID read-out electronics, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID sensors: Fundamentals, Fabrication and Application*, NATO ASI Series E329. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- [Dru96b] D. Drung, F. Ludwig, W. Müller, U. Steinhoff, L. Trahms, H. Koch, Y. Q. Shen, M. B. Jensen, P. Vase, T. Holst, T. Freltoft und G. Curio, Integrated YBa₂Cu₃O_{7-x} magnetometer for biomagnetic measurements, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1421–1423, 1996.
- [Dru06] D. Drung, C. Hinnrichs und H.-J. Barthelmeß, Low-noise ultra-high-speed dc SQUID readout electronics, *Supercond. Sci. Tech.*, **19**(5), S235, 2006.

- [Dru11] D. Drung, J. Beyer, J. Storm, M. Peters und T. Schurig, Investigation of Low-Frequency Excess Flux Noise in DC SQUIDs at mK Temperatures, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **21**(3), 340–344, 2011.
- [Dru17] D. Drung und J. Beyer, Josephson Junctions - History, Devices and Applications, chapter 8 - Application in Superconducting Quantum Interference Devices SQUIDs, Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2017.
- [dS07] R. de Sousa, Dangling-bond spin relaxation and magnetic $1/f$ noise from the amorphous-semiconductor/oxide interface: Theory, *Phys. Rev. B*, **76**, 245306, 2007.
- [Du07] J. Du, A. D. M. Charles, P. K. D. und E. W. Preston, Influence of Nb Film Surface Morphology on the Sub-Gap Leakage Characteristics of Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions, *Supercond. Sci. Technol.*, **20**, 350–355, 2007.
- [DuB13] T. C. DuBois, M. C. Per, S. P. Russo und J. H. Cole, Delocalized oxygen as the origin of two-level defects in Josephson junctions, *Phys. Rev. Lett.*, **110**(7), 077002, 2013.
- [Dut81] P. Dutta und P. M. Horn, Low-frequency fluctuations in solids: $\frac{1}{f}$ noise, *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 497–516, 1981.
- [dW84] V. J. de Waal, P. Schrijner und R. Llurba, Simulation and optimization of a dc SQUID with finite capacitance, *J. Low Temp. Phys.*, **54**(3-4), 215–232, 1984.
- [Ein05] A. Einstein, Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen, *Ann. Phys. (Berl.)*, **322**(8), 549–560, 1905.
- [Enp85] K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida und F. Irie, Effect of damping resistance on voltage versus flux relation of a dc SQUID with large inductance and critical current, *J. Appl. Phys.*, **57**(5), 1691–1697, 1985.
- [Enp91] K. Enpuku und K. Yoshida, Modeling the dc superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil, *J. Appl. Phys.*, **69**(10), 7295–7300, 1991.
- [Enp92] K. Enpuku, R. Cantor und H. Koch, Modeling the direct current superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil. II, *J. Appl. Phys.*, **71**(5), 2338–2346, 1992.
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, Low-temperature physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2005.

-
- [Eve15] J. Evertsson, F. Bertram, F. Zhang, L. Rullik, L. Merte, M. Shipilin, M. Soldemo, S. Ahmadi, N. Vinogradov, F. Carlà, J. Weissenrieder, M. Göthelid, J. Pan, A. Mikkelsen, J.-O. Nilsson und E. Lundgren, The thickness of native oxides on aluminum alloys and single crystals, *Appl. Surf. Sci.*, **349**, 826–832, 2015.
- [Fab72] K. Faber und H. Schultz, Hydrogen contamination in tantalum and niobium following UHV-degassing, *Scripta metallurgica*, **6**(11), 1065–1070, 1972.
- [Fag06] R. L. Fagaly, Superconducting quantum interference device instruments and applications, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**(10), 101101, 2006.
- [Fao08] L. Faoro und L. B. Ioffe, Microscopic Origin of Low-Frequency Flux Noise in Josephson Circuits, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 227005, 2008.
- [Far81] S. Faris und E. Valsamakis, Resonances in superconducting quantum interference devices—SQUID’s, *J. Appl. Phys.*, **52**(2), 915–920, 1981.
- [Feh70] F. P. Fehlner und N. F. Mott, Low-temperature oxidation, *Oxid. Met.*, **2**(1), 59–99, 1970.
- [Fer91] M. J. Ferrari, J. J. Kingston, F. C. Wellstood und J. Clarke, Flux noise from superconducting YBa₂Cu₃O_{7-x} flux transformers, *Appl. Phys. Lett.*, **58**(10), 1106–1108, 1991.
- [Fer94] M. J. Ferrari, M. Johnson, F. C. Wellstood, J. J. Kingston, T. J. Shaw und J. Clarke, Magnetic flux noise in copper oxide superconductors, *Low Temp. Phys.*, **94**, 15–61, 1994.
- [Fic55] A. Fick, Über diffusion, *Ann. Phys. (Berl.)*, **170**(1), 59–86, 1855.
- [Fio78] A. T. Fiory, A. F. Hebard und S. Somekh, Critical currents associated with the interaction of commensurate flux-line sublattices in a perforated Al film, *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1), 73–75, 1978.
- [Fog86] V. Foglietti, W. Gallagher, M. Ketchen, A. Kleinsasser, R. Koch, S. Raider und R. Sandstrom, Low-frequency noise in low 1/f noise dc SQUID’s, *Appl. Phys. Lett.*, **49**(20), 1393–1395, 1986.
- [Fog93] V. Foglietti, K. Stawiasz, M. Ketchen und R. Koch, Performance of a flux locked series SQUID array, *IEEE T. Appl. Supercon.*, **3**(4), 3061–3065, 1993.
- [Fou11] C. J. Fourie, O. Wetzstein, T. Ortlepp und J. Kunert, Three-dimensional multi-terminal superconductive integrated circuit inductance extraction, *Supercond. Sci. Technol.*, **24**(12), 125015, 2011.

- [Fre15] H. Frey und H. R. Khan, Handbook of Thin-Film Technology, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015.
- [Fri00] J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S. Tolpygo und J. E. Lukens, Quantum superposition of distinct macroscopic states, *nature*, **406**(6791), 43–46, 2000.
- [Fuk85] Y. Fukai und H. Sugimoto, Diffusion of hydrogen in metals, *Adv. Phys.*, **34**(2), 263–326, 1985.
- [Fuk06] Y. Fukai, The metal-hydrogen system: basic bulk properties, volume 21, Springer Science & Business Media, 2006.
- [Gao13] G. Gao, R. Hoffmann, N. W. Ashcroft, H. Liu, A. Bergara und Y. Ma, Theoretical study of the ground-state structures and properties of niobium hydrides under pressure, *Phys. Rev. B*, **88**, 184104, 2013.
- [GdC94] M. Gennero de Chialvo und A. Chialvo, Hydrogen evolution reaction: Analysis of the Volmer-Heyrovsky-Tafel mechanism with a generalized adsorption model, *J. Electroanal. Chem.*, **372**(1), 209–223, 1994.
- [Gin50] V. L. Ginzburg und L. Landau, On the theory of superconductivity, *Zh. Èksper. Teoret. Fiz.*, **20**, 1064–1082, 1950.
- [Gor14] L. Gordon, H. Abu-Farsakh, A. Janotti und C. G. Van de Walle, Hydrogen bonds in Al₂O₃ as dissipative two-level systems in superconducting qubits, *Sci. Rep.*, **4**(1), 7590, 2014.
- [Göt94] M. Götz, P. Thieme, K. Blüthner, W. Krech, D. Born, S. Götz, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, T. Wagner und G. Eska, Preparation of small-area Al/AlO_x/Al tunnel junctions in a self-aligned in-line technology and observation of the Coulomb blockade, *Le Journal de Physique IV*, **4**(C6), C6–223, 1994.
- [Gra75] K. E. Gray, ISS depth profile analysis of anodized niobium, *Appl. Phys. Lett.*, **27**(8), 462–464, 1975.
- [Gri80] D. Griscom, Electron spin resonance in glasses, *J. Non-Cryst. Solids*, **40**(1), 211–272, 1980, Proceedings of the Fifth University Conference on Glass Science.
- [Gro97] L. K. Grover, Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 325–328, 1997.
- [Gud20] J. T. Gudmundsson, Physics and technology of magnetron sputtering discharges, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(11), 113001, 2020.

-
- [Gue79] P. Gueret, A simple theory of resonance amplitudes in Josephson interferometers, *Appl. Phys. Lett.*, **35**(11), 889–891, 1979.
- [Gup84] M. Gupta, Why does hydrogen destroy superconductivity in niobium and lanthanum?, *Solid State Commun.*, **50**(5), 439–444, 1984.
- [Hae87] R. A. Haefer, Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie - Teil I, Springer Verlag, 1987.
- [Hal87] J. Halbritter, On the oxidation and on the superconductivity of niobium, *Appl. Phys. A*, **43**, 1–28, 1987.
- [Häm93] M. Hämäläinen, R. Hari, R. J. Ilmoniemi, J. Knuutila und O. V. Lounasmaa, Magnetoencephalography—theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain, *Reviews of modern Physics*, **65**(2), 413, 1993.
- [Har07] R. Harris, A. J. Berkley, M. W. Johnson, P. Bunyk, S. Govorkov, M. C. Thom, S. Uchaikin, A. B. Wilson, J. Chung, E. Holtham, J. D. Biamonte, A. Y. Smirnov, M. H. S. Amin und A. Maassen van den Brink, Sign- and Magnitude-Tunable Coupler for Superconducting Flux Qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 177001, 2007.
- [Har09] A. W. Harrow, A. Hassidim und S. Lloyd, Quantum Algorithm for Linear Systems of Equations, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 150502, 2009.
- [Har10] R. Harris, J. Johansson, A. J. Berkley, M. W. Johnson, T. Lanting, S. Han, P. Bunyk, E. Ladizinsky, T. Oh, I. Perminov, E. Tolkacheva, S. Uchaikin, E. M. Chapple, C. Enderud, C. Rich, M. Thom, J. Wang, B. Wilson und G. Rose, Experimental demonstration of a robust and scalable flux qubit, *Phys. Rev. B*, **81**, 134510, 2010.
- [Hen11] H. Hennig, R. Fleischmann, A. Fredebohm, Y. Hagemayer, J. Nagler, A. Witt, F. J. Theis und T. Geisel, The Nature and Perception of Fluctuations in Human Musical Rhythms, *PLoS ONE*, **6**(e26457), 2011.
- [Hin08] K. Hinode, T. Satoh, S. Nagasawa und M. Hidaka, Hydrogen-inclusion-induced variation of critical current in Nb–AlO_x–Nb Josephson junctions, *J. Appl. Phys.*, **104**(2), 2008.
- [Hin10] K. Hinode, T. Satoh, S. Nagasawa und M. Hidaka, Origin of hydrogen-inclusion-induced critical current deviation in Nb/AlO_x/Al/Nb Josephson junctions, *J. Appl. Phys.*, **107**(7), 2010.

- [Hob07] R. K. Hobbie und B. J. Roth, Intermediate physics for medicine and biology, chapter 8 - Biomagnetism, 213–238, Springer New York, NY, 2007.
- [Hol13] A. M. Holder, K. D. Osborn, C. Lobb und C. B. Musgrave, Bulk and surface tunneling hydrogen defects in alumina, *Phys. Rev. Lett.*, **111**(6), 065901, 2013.
- [Hor47] F. H. Horn und W. T. Ziegler, Superconductivity and Structure of Hydrides and Nitrides of Tantalum and Columbium1, 2, *J. Am. Chem. Soc.*, **69**(11), 2762–2769, 1947.
- [Hub01] M. E. Huber, A. H. Steinbach und R. H. Ono, Resonance damping in tightly coupled d.c. SQUIDs via intra-coil resistors, *Physica C: Superconductivity*, **351**(2), 85 – 90, 2001.
- [Ima92] T. Imamura, T. Shiota und S. Hasuo, Fabrication of high quality Nb/AlO/sub x/-Al/Nb Josephson junctions. I. Sputtered Nb films for junction electrodes, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **2**(1), 1–14, 1992.
- [Imr78] Y. Imry und L. Schulman, Qualitative theory of the nonlinear behavior of coupled Josephson junctions, *J. Appl. Phys.*, **49**(2), 749–758, 1978.
- [Isa80a] S. Isagawa, Hydrogen absorption and its effect on low-temperature electric properties of niobium, *J. Appl. Phys.*, **51**(8), 4460–4470, 1980.
- [Isa80b] S. Isagawa, Influence of hydrogen on superconducting niobium cavities, *J. Appl. Phys.*, **51**(11), 6010–6017, 1980.
- [Ith05] G. Ithier, E. Collin, P. Joyez, P. J. Meeson, D. Vion, D. Esteve, F. Chiarello, A. Shnirman, Y. Makhlin, J. Schrieffer und G. Schön, Decoherence in a superconducting quantum bit circuit, *Phys. Rev. B*, **72**, 134519, 2005.
- [Jac16] J. A. Jacobs, Geomagnetism, volume 1-4, Elsevier, 2016.
- [Jay81] J. M. Jaycox und M. B. Ketchen, Planar coupling scheme for ultra low noise DC SQUIDs, *IEEE T. Magn.*, **17**, 400–403, 1981.
- [Jis98] N. Jisrawi, M. Ruckman, T. Thurston, G. Reisfeld, M. Weinert, M. Strongin und M. Gurvitch, Reversible depression in the T_c of thin Nb films due to enhanced hydrogen adsorption, *Phys. Rev. B*, **58**(10), 6585, 1998.
- [Joh25] J. B. Johnson, The Schottky Effect in Low Frequency Circuits, *Phys. Rev.*, **26**, 71–85, 1925.
- [Joh28] J. B. Johnson, Thermal Agitation of Electricity in Conductors, *Phys. Rev.*, **32**(1), 97–109, 1928.

-
- [Jos62] B. D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunneling, *Phys. Lett.*, **1**(7), 251–253, 1962.
- [Jos64] B. D. Josephson, Coupled Superconductors, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 216–220, 1964.
- [Juo21] J. Juodkazytė, K. Juodkazis und S. Juodkazis, Atoms vs. ions: intermediates in reversible electrochemical hydrogen evolution reaction, *Catalysts*, **11**(9), 1135, 2021.
- [Kan54] E. Kanda, T. Haseda und A. Ötsubo, Paramagnetic susceptibility of solid oxygen, *Physica*, **20**(1), 131–132, 1954.
- [Kar07] J. T. Karvonen und I. J. Maasilta, Observation of phonon dimensionality effects on electron energy relaxation, *J. Phys. Conf. Ser.*, **92**(1), 012043, 2007.
- [Kec11] K. Kechedzhi, L. Faoro und L. B. Ioffe, Fractal spin structures as origin of 1/f magnetic noise in superconducting circuits, *arXiv preprint arXiv:1102.3445*, 2011.
- [Kee96] M. N. Keene, N. J. Exon, R. G. Humphreys und N. G. Chew, The influence of ambient magnetic environments on high- T_c superconducting quantum interference device gradiometers, *J. Appl. Phys.*, **79**(11), 8783–8791, 1996.
- [Kem13] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann, L. Gastaldo und C. Enss, Characterization of the reliability and uniformity of an anodization-free fabrication process for high-quality Nb/Al–AlO_x/Nb Josephson junctions, *Supercond. Sci. Tech.*, **26**, 065012, 2013.
- [Kem15] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann und C. Enss, Direct-current superconducting quantum interference devices for the readout of metallic magnetic calorimeters, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**(4), 045008, 2015.
- [Kem16] S. Kempf, A. Ferring und C. Enss, Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices, *Appl. Phys. Lett.*, **109**(16), 162601, 2016.
- [Ket78] M. B. Ketchen, W. M. Goubau, J. Clarke und G. B. Donaldson, Superconducting thinfilm gradiometer, *J. Appl. Phys.*, **49**, 4111–4116, 1978.
- [Ket84] J. Ketoja, J. Kurkijärvi und R. Ritala, Instabilities and chaotic solutions of the current biased dc superconducting quantum interference device, *Phys. Rev. B*, **30**(7), 3757, 1984.

- [Ket85] M. B. Ketchen, W. J. Gallagher, A. W. Kleinsasser, S. Murphy und J. R. Clem, dc SQUID flux focuser, Technical report, International Business Machines Corp., Yorktown Heights, NY (USA). Thomas J. Watson Research Center; Ames Lab., IA (USA), 1985, 3. international conference on superconducting quantum devices, Berlin.
- [Ket87] M. Ketchen, Integrated thin-film dc SQUID sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **23**(2), 1650–1657, 1987.
- [Ket91] M. Ketchen, Design considerations for DC SQUIDs fabricated in deep sub-micron technology, *IEEE T. Magn.*, **27**, 2916–2919, 1991.
- [Kha87] G. V. Khaldeev und V. K. Gogel', Physical and corrosion-electrochemical properties of the niobium–hydrogen system, *Russ. Chem. Rev.*, **56**(7), 605, 1987.
- [Khi34] A. Khintchine, Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse, *Math. Ann.*, **109**, 604–615, 1934.
- [Kna77] A. Knapton, Palladium alloys for hydrogen diffusion membranes, *Platin. Met. Rev.*, **21**(2), 44–50, 1977.
- [Knu87] J. Knuutila, A. Ahonen und C. Tesche, Effects on DC SQUID characteristics of damping of input coil resonances, *J. Low Temp. Phys.*, **68**(3-4), 269–284, 1987.
- [Kob82] M. Kobayashi und T. Musha, 1/f Fluctuation of Heartbeat Period, *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **BME-29**(6), 456–457, 1982.
- [Koc82] R. H. Koch, D. J. Van Harlingen und J. Clarke, Measurements of quantum noise in resistively shunted Josephson junctions, *Phys. Rev. B*, **26**(1), 74, 1982.
- [Koc83] R. H. Koch, J. Clarke, W. M. Goubau, J. M. Martinis, P. C. M. und D. J. van Harlingen, Flicker (1/f) noise in tunnel junction dc SQUIDs, *J. Low Temp. Phys.*, **51**, 1983.
- [Koc01] H. Koch, SQUID magnetocardiography: Status and perspectives, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**(1), 49–59, 2001.
- [Koc07a] J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta, A. A. Houck, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf, Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box, *Phys. Rev. A*, **76**, 042319, 2007.

-
- [Koc07b] R. H. Koch, D. P. DiVincenzo und J. Clarke, Model for $1/f$ Flux Noise in SQUIDs and Qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 267003, 2007.
- [Koc19] A. F. Kockum und F. Nori, Quantum Bits with Josephson Junctions, 703–741, Springer Nature Switzerland AG, 2019.
- [Koe99] D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig, E. Dantsker und J. Clarke, High-transition-temperature superconducting quantum interference devices, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 631–686, 1999.
- [Kom60] S. Komjathy, The niobium-hydrogen system, *J. less-common met.*, **2**(6), 466–480, 1960.
- [Kon13] A. Kononovicius und V. Gontis, Three-state herding model of the financial markets, *EPL (Europhysics Letters)*, **101**(2), 28001, 2013.
- [Kor50] J. Korryng, Nuclear magnetic relaxation and resonance line shift in metals, *Physica*, **16**(7-8), 601–610, 1950.
- [Kra19] P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson und W. D. Oliver, A quantum engineer’s guide to superconducting qubits, *Appl. Phys. Rev.*, **6**(2), 2019.
- [Kra20] M. Krantz, Development of a metallic magnetic calorimeter with integrated SQUID readout, Dissertation, Heidelberg University, 2020.
- [Kui09] K. H. Kuit, J. R. Kirtley, J. R. Clem, H. Rogalla und J. Flokstra, Vortex Trapping and Expulsion in Thin-Film Type-II Superconducting Strips, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **19**(3), 3537–3540, 2009.
- [Kum16] P. Kumar, S. Sendelbach, M. A. Beck, J. W. Freeland, Z. Wang, H. Wang, C. C. Yu, R. Q. Wu, D. P. Pappas und R. McDermott, Origin and Reduction of $1/f$ Magnetic Flux Noise in Superconducting Devices, *Phys. Rev. Applied*, **6**, 041001, 2016.
- [Kur20] P. Kurzweil, *Angewandte Elektrochemie*, Springer Fachmedien Wiesbaden, 2020.
- [LaF15] S. LaForest und R. de Sousa, Flux-vector model of spin noise in superconducting circuits: Electron versus nuclear spins and role of phase transition, *Phys. Rev. B*, **92**, 054502, 2015.
- [Lan09] T. Lanting, A. J. Berkley, B. Bumble, P. Bunyk, A. Fung, J. Johansson, A. Kaul, A. Kleinsasser, E. Ladizinsky, F. Maibaum, R. Harris, M. W. Johnson, E. Tolkacheva und M. H. S. Amin, Geometrical dependence of

- the low-frequency noise in superconducting flux qubits, *Phys. Rev. B*, **79**, 060509, 2009.
- [Lan14] T. Lanting, M. H. Amin, A. J. Berkley, C. Rich, S.-F. Chen, S. LaForest und R. de Sousa, Evidence for temperature-dependent spin diffusion as a mechanism of intrinsic flux noise in SQUIDs, *Phys. Rev. B*, **89**, 014503, 2014.
- [Lee14] D. Lee, J. L. DuBois und V. Lordi, Identification of the Local Sources of Paramagnetic Noise in Superconducting Qubit Devices Fabricated on α -Al₂O₃ Substrates Using Density-Functional Calculations, *Phys. Rev. Lett.*, **112**(1), 017001, 2014.
- [Lew88] M. Lewis, Diffusion of Ion Implanted Helium in Vanadium and Niobium, *J. Nucl. Mater.*, **152**, 114–122, 1988.
- [Lid97] D. R. Lide, Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, CRC Press LLC, 1997.
- [Lis19] J. Lisenfeld, A. Bilmes, A. Megrant, R. Barends, J. Kelly, P. Klimov, G. Weiss, J. M. Martinis und A. V. Ustinov, Electric field spectroscopy of material defects in transmon qubits, *npj Quantum Inf.*, **5**(105), 2019.
- [Lit59] W. A. Little, The Transport of Heat Between Dissimilar Solids at Low Temperatures, *Can. J. Phys.*, **37**(3), 334–349, 1959.
- [Lon50] F. London, Superfluids, Structure of matter series, Wiley, New York, 1950.
- [Luc14] A. Luck, A. Fleischmann, A. Reiser und C. Enss, Effects of large nuclear quadrupoles on dielectric properties of glasses at very low temperatures, in *J. Phys. Conf. Ser.*, volume 568, 032013, 2014.
- [Luc16] A. Luck, Nuclear spin dominated relaxation of atomic tunneling systems in glasses, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2016.
- [Łuk03] M. Łukaszewski, K. Kuśmierczyk, J. Kotowski, H. Siwek und A. Czerwiński, Electrosorption of hydrogen into palladium-gold alloys, *J. Solid State Electrochem.*, **7**, 69–76, 2003.
- [Luo10] S. Luo, D. Wang und T. B. Flanagan, Thermodynamics of hydrogen in fcc Pd- Au alloys, *J. Phys. Chem. B*, **114**(18), 6117–6125, 2010.
- [Lut08] R. M. Lutchyn, Ł. Cywiński, C. P. Nave und S. D. Sarma, Quantum decoherence of a charge qubit in a spin-fermion model, *Phys. Rev. B*, **78**(2), 024508, 2008.

-
- [Lyk93] A. Lykov, Pinning in superconducting films with triangular lattice of holes, *Solid State Commun.*, **86**(8), 531–533, 1993.
- [Mac54] S. Machlup, Noise in Semiconductors: Spectrum of a Two-Parameter Random Signal, *J. Appl. Phys.*, **25**(3), 341–343, 1954.
- [Mae73] S. Maestas und T. B. Flanagan, Diffusion of hydrogen in gold-palladium alloys, *J. Phys. Chem.*, **77**(6), 850–854, 1973.
- [Mak98] G. Maksimova, Mixed state and critical current in narrow semiconducting films, *Phys. Solid State*, **40**, 1607–1610, 1998.
- [Mar85] J. M. Martinis, M. H. Devoret und J. Clarke, Energy-Level Quantization in the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1543–1546, 1985.
- [Mar05] J. M. Martinis, K. B. Cooper, R. McDermott, M. Steffen, M. Ansmann, K. Osborn, K. Cicak, S. Oh, D. P. Pappas, R. W. Simmonds et al., Decoherence in Josephson qubits from dielectric loss, *Phys. Rev. Lett.*, **95**(21), 210503, 2005.
- [McC68] D. E. McCumber, Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions, *J. Appl. Phys.*, **39**(7), 3113–3118, 1968.
- [Mei33] W. Meissner und R. Ochsenfeld, Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit, *Naturwissenschaften*, **21**(44), 787–788, 1933.
- [Moh17] M. Mohseni, P. Read, H. Neven, S. Boixo, V. Denchev, R. Babbush, A. Fowler, V. Smelyanskiy und J. Martinis, Commercialize quantum technologies in five years, *Nature*, **543**(7644), 171–174, 2017.
- [Mon16] A. Montanaro, Quantum algorithms: an overview, *npj Quantum Inf.*, **2**(1), 1–8, 2016.
- [Moo99] J. Mooij, T. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. Van der Wal und S. Lloyd, Josephson persistent-current qubit, *Science*, **285**(5430), 1036–1039, 1999.
- [Mor89] W. Morr, A. Müller, G. Weiss, H. Wipf und B. Golding, Isotope dependence of hydrogen tunneling in niobium, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 2084–2087, 1989.
- [Mos96] V. V. Moshchalkov, M. Baert, V. V. Metlushko, E. Rosseel, M. J. Van Bael, K. Temst, R. Jonckheere und Y. Bruynseraede, Magnetization of multiple-quanta vortex lattices, *Phys. Rev. B*, **54**, 7385–7393, 1996.

- [Mül01] J. Müller, S. Weiss, R. Gross, R. Kleiner und D. Koelle, Voltage-flux-characteristics of asymmetric dc SQUIDs, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**(1), 912–915, 2001.
- [Mü19] C. Müller, J. H. Cole und J. Lisenfeld, Towards understanding two-level-systems in amorphous solids: insights from quantum circuits, *Rep. Prog. Phys.*, **82**(12), 124501, 2019.
- [Nak99] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin und J. Tsai, Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box, *nature*, **398**(6730), 786–788, 1999.
- [Nie10] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, 2010.
- [Nyq28] H. Nyquist, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, *Phys. Rev.*, **32**(1), 110–113, 1928.
- [O’H74] S. G. O’Hara, G. J. Sellers und A. C. Anderson, Influence of hydrogen on the thermal conductivities of superconducting Nb and Ta, *Phys. Rev. B*, **10**, 2777–2781, 1974.
- [Ohl79] D. Ohlendorf und E. Wicke, Heat capacities between 1.5 and 16 K and superconductivity of V/H and Nb/H alloys, *J. Phys. Chem. Solids*, **40**(10), 721–728, 1979.
- [Oka13] H. Okamoto, H-Nb (hydrogen-niobium), *J. Ph. Equilibria Diffus.*, **34**, 163–164, 2013.
- [Orl99] T. P. Orlando, J. E. Mooij, L. Tian, C. H. van der Wal, L. S. Levitov, S. Lloyd und J. J. Mazo, Superconducting persistent-current qubit, *Phys. Rev. B*, **60**, 15398–15413, 1999.
- [Ott69] D. A. Otterson und R. J. Smith, Absorption of hydrogen by palladium and electrical resistivity up to hydrogen-palladium atom ratios of 0.97, volume 5441, National Aeronautics and Space Administration, 1969.
- [Oya01] H. Oyama, S. Kuriki und M. Matsuda, Effects of flux dam on low-frequency noise in high-T/sub c/ SQUID magnetometers, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**(1), 1331–1334, 2001.
- [Pal14] E. Paladino, Y. Galperin, G. Falci und B. Altshuler, 1/f noise: Implications for solid-state quantum information, *Reviews of Modern Physics*, **86**(2), 361, 2014.

-
- [Pap17] N. A. Papalambros, G. Santostasi, R. G. Malkani, R. Braun, S. Weintraub, K. A. Paller und P. C. Zee, Acoustic Enhancement of Sleep Slow Oscillations and Concomitant Memory Improvement in Older Adults, *Front. Hum. Neurosci.*, **11**, 109, 2017.
- [Par83] W. D. Parkinson, Introduction to geomagnetism, Elsevier Science Pub. Co., Inc., New York, 1983.
- [Pas09] Y. A. Pashkin, O. Astafiev, T. Yamamoto, Y. Nakamura und J. Tsai, Josephson charge qubits: a brief review, *Quantum Inf. Process.*, **8**, 55–80, 2009.
- [Pat85] G. Paterno, A. Cucolo und G. Modestino, Resonant modes in Nb baselayer interferometers with two Josephson junctions, *J. Appl. Phys.*, **57**(5), 1680–1685, 1985.
- [Phi72] W. A. Phillips, Tunneling states in amorphous solids, *J. Low Temp. Phys.*, **7**, 351–360, 1972.
- [Pic82] M. Pick, A. Hanson, K. Jones und A. Goland, Depth-concentration profile of hydrogen in niobium, *Phys. Rev. B*, **26**(6), 2900, 1982.
- [Ple09] J. Pleikies, Strongly coupled, low noise dc-SQUID amplifiers, Dissertation, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 2009.
- [Pob92] F. Pobell, Matter and methods at low temperatures, Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [Pre96] D. E. Presnov, V. A. Krupenin und S. V. Lotkhov, Single-electron structures of supersmall Al/AlO_x/Al tunnelling junctions: manufacturing techniques and experimental results, *Phys.-Uspekhi*, **39**(8), 847, 1996.
- [Pry69] J. Pryde und C. Titcomb, Solution of hydrogen in niobium, *Trans. Faraday Soc.*, **65**, 2758–2765, 1969.
- [Pus84] M. J. Puska und R. M. Nieminen, Theory of hydrogen and helium impurities in metals, *Phys. Rev. B*, **29**(10), 5382, 1984.
- [Pyy09] P. Pyykkö und M. Atsumi, Molecular single-bond covalent radii for elements 1–118, *Chem. Eur. J.l.*, **15**(1), 186–197, 2009.
- [Qu05] S.-X. Qu, A. N. Cleland und M. R. Geller, Hot electrons in low-dimensional phonon systems, *Phys. Rev. B*, **72**, 224301, 2005.

- [Qui14] C. Quintana, A. Megrant, Z. Chen, A. Dunsworth, B. Chiaro, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, I.-C. Hoi, E. Jeffrey et al., Characterization and reduction of microfabrication-induced decoherence in superconducting quantum circuits, *Appl. Phys. Lett.*, **105**(6), 2014.
- [Qui17] C. M. Quintana, Y. Chen, D. Sank, A. G. Petukhov, T. C. White, D. Kafri, B. Chiaro, A. Megrant, R. Barends, B. Campbell, Z. Chen, A. Dunsworth, A. G. Fowler, R. Graff, E. Jeffrey, J. Kelly, E. Lucero, J. Y. Mutus, M. Neeley, C. Neill, P. J. J. O'Malley, P. Roushan, A. Shabani, V. N. Smelyanskiy, A. Vainsencher, J. Wenner, H. Neven und J. M. Martinis, Observation of Classical-Quantum Crossover of $1/f$ Flux Noise and Its Paramagnetic Temperature Dependence, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 057702, 2017.
- [Rah16] M. Rahm, R. Hoffmann und N. Ashcroft, Atomic and ionic radii of elements 1–96, *Chem. Eur. J.*, **22**(41), 14625–14632, 2016.
- [Rau65] G. Rauch, R. Rose und J. Wulff, Observations on microstructure and superconductivity in the Nb-H system, *J. less-common met.*, **8**(2), 99–113, 1965.
- [Rie11] E. Rieffel und W. Polak, Quantum Computing, A Gentle Introduction, The MIT Press Cambridge, Massachusetts, London, England, 2011.
- [Rog84] C. T. Rogers und R. A. Buhrman, Composition of $\frac{1}{f}$ Noise in Metal-Insulator-Metal Tunnel Junctions, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1272–1275, 1984.
- [Rog85] C. T. Rogers und R. A. Buhrman, Nature of Single-Localized-Electron States Derived from Tunneling Measurements, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 859–862, 1985.
- [Rou85] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson und M. B. Ketchen, Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 422–425, 1985.
- [Rou93] B. Roux, Etude de la contamination en hydrogène du niobium destiné à la construction de cavités résonnantes supraconductrices: modélisation de la diffusion de l'hydrogène par dynamique moléculaire, Dissertation, Lyon 1, 1993.
- [Rub10] E. Rubiola und F. Vernotte, The cross-spectrum experimental method, <http://rubiola.org>, 2010.
- [Ryh89] T. Ryhänen, H. Seppä, R. Ilmoniemi und J. Knuutila, SQUID magnetometers for low-frequency applications, *J. Low Temp. Phys.*, **76**, 287–386, 1989.

- [Rä15] E. Räsänen, O. Pulkkinen, T. Virtanen, M. Zollner und H. Hennig, Fluctuations of Hi-Hat Timing and Dynamics in a Virtuoso Drum Track of a Popular Music Recording, *PLoS ONE*, **10**(e0127902), 2015.
- [San12] D. Sank, R. Barends, R. C. Bialczak, Y. Chen, J. Kelly, M. Lenander, E. Lucero, M. Mariantoni, A. Megrant, M. Neeley, P. J. J. O'Malley, A. Vainsencher, H. Wang, J. Wenner, T. C. White, T. Yamamoto, Y. Yin, A. N. Cleland und J. M. Martinis, Flux Noise Probed with Real Time Qubit Tomography in a Josephson Phase Qubit, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 067001, 2012.
- [Sau95] J. Sauvageau, C. Burroughs, P. Booi, M. Cromar, R. Benz und J. A. Koch, Superconducting integrated circuit fabrication with low temperature ECR-based PECVD SiO/sub 2/dielectric films, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**(2), 2303–2309, 1995.
- [Sav73] E. Savino und V. Tewary, Activation energy of gas interstitials in BCC metals, *Journal of Physics F: Metal Physics*, **3**(11), 1910, 1973.
- [Sav87] B. Savo, F. C. Wellstood und J. Clarke, Low-frequency excess noise in Nb-Al₂O₃-Nb Josephson tunnel junctions, *Appl. Phys. Lett.*, **50**(24), 1757–1759, 1987.
- [Sch18] W. Schottky, Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern, *Ann. Phys. (Berl.)*, **362**(23), 541–567, 1918.
- [Sch26] W. Schottky, Small-Shot Effect and Flicker Effect, *Phys. Rev.*, **28**, 74–103, 1926.
- [Sch78] T. Schober und H. Wenzl, The systems NbH(D), TaH(D), VH(D) : Structures, phase diagrams, morphologies, methods of preparation, 11–71, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1978.
- [Sch92] L. Schlapbach, Surface properties and activation, in L. Schlapbach (Ed.), *Hydrogen in Intermetallic Compounds II: Surface and Dynamic Properties, Applications*, 15–95, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1992.
- [Scu00] J. Scully, G. Young Jr und S. Smith, Hydrogen solubility, diffusion and trapping in high purity aluminum and selected Al-base alloys, in *Mater. Sci. Forum*, volume 331, 1583–1600, Trans Tech Publ, 2000.
- [Sei15] P. Seidel (Ed.), Applied Superconductivity Vol.2, chapter 9: Superconducting Quantum Interference (SQUIDS), 949–1110, Wiley-VCH Weinheim, 2015.

- [Sen08] S. Sendelbach, D. Hover, A. Kittel, M. Mück, J. M. Martinis und R. McDermott, Magnetism in SQUIDs at Millikelvin Temperatures, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 227006, 2008.
- [Sha96] T. J. Shaw, J. Clarke, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer und A. E. White, Effects of 3.1-MeV proton and 1-GeV Au-ion irradiation on the magnetic flux noise and critical current of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Phys. Rev. B*, **54**, 15411–15416, 1996.
- [Sha10] Y. Shalibo, Y. Rofe, D. Shwa, F. Zeides, M. Neeley, J. M. Martinis und N. Katz, Lifetime and coherence of two-level defects in a Josephson junction, *Phys. Rev. Lett.*, **105**(17), 177001, 2010.
- [Sho94] P. Shor, Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring, in *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, 124–134, 1994.
- [Sie41] A. Sieverts und H. Moritz, Niob und Wasserstoff, Niob und Deuterium, *Z. Anorg. Allg. Chem.*, **247**(1-2), 124–130, 1941.
- [Sim04] R. W. Simmonds, K. Lang, D. Hite, S. Nam, D. P. Pappas und J. M. Martinis, Decoherence in Josephson phase qubits from junction resonators, *Phys. Rev. Lett.*, **93**(7), 077003, 2004.
- [Sim06] S. Simon und M. Todea, Spectroscopic study on iron doped silica-bismuthate glasses and glass ceramics, *J. Non-Cryst. Solids*, **352**(28), 2947–2951, 2006.
- [Sli12] D. H. Slichter, R. Vijay, S. J. Weber, S. Boutin, M. Boissonneault, J. M. Gambetta, A. Blais und I. Siddiqi, Measurement-Induced Qubit State Mixing in Circuit QED from Up-Converted Dephasing Noise, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 153601, 2012.
- [Smi83] J. Smith, The H- Nb (Hydrogen-Niobium) and D- Nb (Deuterium-Niobium) systems, *Bull. alloy phase diagr.*, **4**(1), 39–46, 1983.
- [Sol16] M. Soliński, J. Gieraltowski und J. Żebrowski, Modeling heart rate variability including the effect of sleep stages, *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, **26**(2), 023101, 2016.
- [Sta93] K. G. Stawiasz und M. B. Ketchen, Noise Measurements of Series SQUID Arrays, *IEEE T. Appl. Supercon.*, **3**, 1808–1811, 1993.

-
- [Sta04] G. Stan, S. B. Field und J. M. Martinis, Critical Field for Complete Vortex Expulsion from Narrow Superconducting Strips, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 097003, 2004.
- [Ste68] W. C. Stewart, Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions, *Appl. Phys. Lett.*, **12**(8), 277–280, 1968.
- [Ste94] J. Steiger, S. Blässer und A. Weidinger, Solubility of hydrogen in thin niobium films, *Phys. Rev. B*, **49**(8), 5570, 1994.
- [Ste00] A. Stesmans und B. Nouwen, Dipolar interactions between unpaired Si bonds at the (111) Si/SiO₂ interface, *Phys. Rev. B*, **61**(23), 16068, 2000.
- [Ste11] M. Steffen, D. P. DiVincenzo, J. M. Chow, T. N. Theis und M. B. Ketchen, Quantum computing: An IBM perspective, *IBM J. Res. Dev.*, **55**(5), 13–1, 2011.
- [Sto06] R. Stolz, A. Chwala, V. Zakosarenko, M. Schulz, L. Fritzsche und H.-G. Meyer, SQUID technology for geophysical exploration, in *SEG International Exposition and Annual Meeting*, SEG–2006, SEG, 2006.
- [Sto22] R. Stolz, M. Schiffler, M. Becken, A. Thiede, M. Schneider, G. Chubak, P. Marsden, A. Bergshjorth, M. Schaefer und O. Terblanche, SQUIDS for magnetic and electromagnetic methods in mineral exploration, *Miner. Econ.*, **35**, 467–494, 2022.
- [Sun93] J. Z. Sun, W. J. Gallagher, A. C. Callegari, V. Foglietti und R. H. Koch, Improved process for high- T_c superconducting step-edge junctions, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(11), 1561–1563, 1993.
- [Sup14] S. Supek und C. J. Aine, *Magnetoencephalography: From Signals to Dynamic Cortical Networks*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014.
- [Sze78] J. Szeftel und H. Alloul, Nuclear spin lattice relaxation in the amorphous state: Towards an understanding, *J. Non-Cryst. Solids*, **29**(3), 253–281, 1978.
- [Tes77] C. Tesche und J. Clarke, dc SQUID: Noise and Optimization, *J. Low Temp. Phys.*, **29**, 301–331, 1977.
- [Tol10] S. K. Tolpygo, D. Amparo, R. T. Hunt, J. A. Vivalda und D. T. Yohannes, Diffusion stop-layers for superconducting integrated circuits and qubits with Nb-based Josephson junctions, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **21**(3), 119–125, 2010.

- [Tom02] N. Tomozeiu, J. J. van Hapert, E. E. van Faassen, W. Arnoldbik, A. M. Vredenberg und F. H. P. M. Habraken, Structural Properties of $a - SiO_x$ Layers Deposited by Reactive Sputtering Technique, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **4**(3), 513–521, 2002.
- [Tsu93] K. Tsukada, J. Kawai, G. Uehara und H. Kado, Relationship of Nb surface morphology and Al coverage to the intrinsic stress of magnetron-sputtered Nb films, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**(1), 2944–2946, 1993.
- [Tuc80] D. B. Tuckerman und J. Magerlein, Resonances in symmetric Josephson interferometers, *Appl. Phys. Lett.*, **37**(2), 241–243, 1980.
- [Uye85] C. Uyeda, K. Sugiyama und M. Date, High Field Magnetization of Solid Oxygen, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**(3), 1107–1115, 1985.
- [Var89] P. Vargas, L. Miranda und M. Lagos, Diffusion coefficient of hydrogen in niobium and tantalum, *Z. Phys. Chem.*, **164**(1), 975–983, 1989.
- [VDW00] C. H. Van Der Wal, A. Ter Haar, F. Wilhelm, R. Schouten, C. Harmans, T. Orlando, S. Lloyd und J. Mooij, Quantum superposition of macroscopic persistent-current states, *Science*, **290**(5492), 773–777, 2000.
- [vdZ88] A. van der Ziel, Unified presentation of $1/f$ noise in electron devices: fundamental $1/f$ noise sources, *Proc. IEEE*, **76**, 233, 1988.
- [Vel69] E. Veleckis und R. K. Edwards, Thermodynamic properties in the systems vanadium-hydrogen, niobium-hydrogen, and tantalum-hydrogen, *J. Phys. Chem.*, **73**(3), 683–692, 1969.
- [Ver17] V. Vercamer, Spectroscopic and Structural Properties of Iron in Silicate Glasses, Dissertation, Material chemistry. Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2017.
- [VH04] D. J. Van Harlingen, T. L. Robertson, B. L. T. Plourde, P. A. Reichardt, T. A. Crane und J. Clarke, Decoherence in Josephson-junction qubits due to critical-current fluctuations, *Phys. Rev. B*, **70**, 064517, 2004.
- [Völ78] J. Völkl und G. Alefeld, Hydrogen in metals I-Basic properties, volume 28, chapter 12 - Diffusion of Hydrogen in Metals, 321–348, Berlin and New York, 1978.
- [Vos75] R. Voss und J. Clarke, $1/f$ -noise in music and speech, *Nature*, **258**, 317–318, 1975.

-
- [Vos81a] R. F. Voss, Noise characteristics of an ideal shunted Josephson junction, *J. Low Temp. Phys.*, **42**(1-2), 151–163, 1981.
- [Vos81b] R. F. Voss, Uncertainty principle limit to the energy sensitivity of SQUID's and other linear amplifiers, *Appl. Phys. Lett.*, **38**(3), 182–184, 1981.
- [vS06] M. von Smoluchowski, Zur kinetischen Theorie der Brownschen Molekularbewegung und der Suspensionen, *Ann. Phys. (Berl.)*, **326**(14), 756–780, 1906.
- [Wak86] R. T. Wakai und D. J. Van Harlingen, Low-frequency noise and discrete charge trapping in small-area tunnel junction dc SQUID's, *Appl. Phys. Lett.*, **49**(10), 593–595, 1986.
- [Wan15] H. Wang, C. Shi, J. Hu, S. Han, C. C. Yu und R. Q. Wu, Candidate Source of Flux Noise in SQUIDs: Adsorbed Oxygen Molecules, *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 077002, 2015.
- [Wan18] Z. Wang, H. Wang, C. C. Yu und R. Q. Wu, Hydrogen as a source of flux noise in SQUIDs, *Phys. Rev. B*, **98**, 020403, 2018.
- [Wat80] K. Watanabe und Y. Fukai, Electrical resistivity due to interstitial hydrogen and deuterium in V, Nb, Ta and Pd, *Journal of Physics F: Metal Physics*, **10**(8), 1795, 1980.
- [Wei69] M. Weihnacht, Influence of Film Thickness on D. C. Josephson Current, *Phys. Stat. Sol. B*, **32**(2), K169–K172, 1969.
- [Wel77] J.-M. Welter und F. Johnen, Superconducting transition temperature and low temperature resistivity in the niobium-hydrogen system, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **27**(3), 227–232, 1977.
- [Wel84] F. Wellstood, C. Heiden und J. Clarke, Integrated dc SQUID magnetometer with a high slew rate, *Rev. Sci. Instrum.*, **55**(6), 952–957, 1984.
- [Wel87] F. C. Wellstood, C. Urbina und J. Clarke, Lowfrequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1 K, *Appl. Phys. Lett.*, **50**(12), 772–774, 1987.
- [Wel88] F. C. Wellstood, Excess Noise in the dc SQUID; 4.2 K to 20 mK, Dissertation, Lawrence Berkeley Laboratory, 1988.
- [Wel91a] F. C. Wellstood, J. J. Kingston, M. J. Ferrari und J. Clarke, Thin-film flux transformers of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *IEEE Trans. Magn.*, **27**(2), 2569–2572, 1991.

- [Wel91b] R. P. Welty und J. M. Martinis, A series array of DC SQUIDs, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 2924–2926, 1991.
- [Wel94] F. C. Wellstood, C. Urbina und J. Clarke, Hot-electron effects in metals, *Phys. Rev. B*, **49**, 5942–5955, 1994.
- [Wel04] F. C. Wellstood, C. Urbina und J. Clarke, Flicker ($1/f$) noise in the critical current of Josephson junctions at 0.09 – 4.2 K, *Appl. Phys. Lett.*, **85**(22), 5296–5298, 2004.
- [Wel11] F. C. Wellstood, C. Urbina und J. Clarke, Role of Geometry on the Color of Flux Noise in dc SQUIDs, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **21**(3), 856–859, 2011.
- [Wen07] G. Wendin und V. S. Shumeiko, Quantum bits with Josephson junctions (Review Article), *Low Temp. Phys.*, **33**(9), 724–744, 2007.
- [Wen17] G. Wendin, Quantum information processing with superconducting circuits: a review, *Rep. Prog. Phys.*, **80**(10), 106001, 2017.
- [Wie30] N. Wiener, Generalized harmonic analysis, *Acta Math.*, **55**, 117–258, 1930.
- [Wip87] H. Wipf, D. Steinbinder, K. Neumaier, P. Gutsmedl, A. Magerl und A. Dianoux, Influence of the electronic state on H tunnelling in niobium, *EPL Europhysics Letters*, **4**(12), 1379, 1987.
- [Wip97] H. Wipf et al., Hydrogen in metals III: properties and applications, volume 73, Springer, 1997.
- [WJ66] W. W. Warren Jr und R. Norberg, Nuclear Quadrupole Relaxation and Chemical Shift of Xe 131 in Liquid and Solid Xenon, *Phys. Rev.*, **148**(1), 402, 1966.
- [Wol12] H. J. Wold, H. Brox, Y. M. Galperin und J. Bergli, Decoherence of a qubit due to either a quantum fluctuator, or classical telegraph noise, *Phys. Rev. B*, **86**(20), 205404, 2012.
- [Wol17] E. L. Wolf, G. B. Arnold, M. A. Gurvitch und J. F. Zasadzinski (Ed.), Josephson junctions: history, devices, and applications, Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2017.
- [Wu12] J. Wu und C. C. Yu, Modeling Flux Noise in SQUIDs due to Hyperfine Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 247001, 2012.
- [Wür02] A. Würger, A. Fleischmann und C. Enss, Dephasing of atomic tunneling by nuclear quadrupoles, *Phys. Rev. Lett.*, **89**(23), 237601, 2002.

- [Yap19] P. S. Yapa, T. Makaro und R. de Sousa, Impact of Nonlocal Electrodynamics on the Flux Noise and Inductance of Superconducting Wires, *Phys. Rev. Applied*, **11**, 024041, 2019.
- [YJ98] G. Young Jr und J. Scully, The diffusion and trapping of hydrogen in high purity aluminum, *Acta Mater.*, **46**(18), 6337–6349, 1998.
- [Zap78a] H. Zappe und B. Landman, Analysis of resonance phenomena in Josephson interferometer devices, *J. Appl. Phys.*, **49**(1), 344–350, 1978.
- [Zap78b] H. Zappe und B. Landman, Experimental investigation of resonances in low-Q Josephson interferometer devices, *J. Appl. Phys.*, **49**(7), 4149–4154, 1978.
- [Zar77] E. Zaremba und W. Kohn, Theory of helium adsorption on simple and noble-metal surfaces, *Phys. Rev. B*, **15**, 1769–1781, 1977.
- [Zhi20] T. Zhixing und B. MyungJin, On the Signal Analysis of Two Waterfall Sounds in Australia’s Broken Falls, *Int. j. adv. cult. technol.*, **8**, 287–293, 2020.
- [Zim71] J. E. Zimmerman und N. V. Frederick, Miniature Ultrasensitive Superconducting Magnetic Gradiometer and Its Use in Cardiology and Other Applications, *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 16–19, 1971.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich beim Schreiben dieser Arbeit unterstützt haben. Besonders bedanken möchte ich mich bei:

Herrn PROF. CHRISTIAN ENSS dafür, dass er mich durch seine Vorlesungen für die Tieftemperatur-Physik begeisterte. Auch möchte ich ihm dafür danken, dass er stets ein offenes Ohr für mich hatte und mir in allen Stationen vom Seminarvortrag, über die Bachelorarbeit und die Masterarbeit bis hin zur vorliegenden Dissertation mit Rat und Tat zur Seite stand. Ich bin ihm dankbar für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, eine Doktorarbeit mit einem so fesselnden Thema schreiben zu können.

Herrn PROF. SEBASTIAN KEMPF für ALLES. Sebastian, du bist der beste Betreuer, den ich mir vorstellen kann. Ich danke dir für deine absolut genialen Ideen, deine fachlichen Hinweise, und deine großzügige Geduld beim Erklären. Du hast mir von Anfang an alles beigebracht: die Arbeit im Labor, die Auswertung und das Schreiben, und mich immer an deinem Wissen teilhaben lassen. Ohne deine Hilfe wäre ich sicher nicht so, wie ich jetzt bin.

Frau PD LOREDANA GASTALDO dafür, dass sie jederzeit für mich da war und sowohl ihre fachliche als auch ihre soziale Kompetenz für mich eingesetzt hat. Wenn du mich nicht in die Arbeitsgruppe geholt hättest, hätte ich wohl nie an SQUIDS geforscht.

DR. ANDREAS FLEISCHMANN für hilfreiche Diskussionen und Ratschläge, dafür, dass er sein unglaublich großes Wissen mit mir teilte, wenn ich es brauchte, und dafür, dass er mich an seiner intuitiven Sichtweise der Physik hat teilhaben lassen.

DR. ANDREAS REISER für Krisenhilfe im Labor, Hilfe beim Suchen von Fachliteratur und effiziente Ideen für die Realisierung von meinen Experimenten.

THOMAS WOLF, meinen Helden an der Sputteranlage. Was wäre meine Arbeit ohne Sie! Es hat mir Freude bereitet, mit ihnen zusammen an meinen Wafern zu arbeiten.

Meinen allzeit gutgelaunten und hilfsbereiten Kollegen und Kolleginnen der Arbeitsgruppen F3, F4 und F5, speziell ANDREAS ABELN, ARNULF BARTH, JAN BLICKBERNDT, AXEL BRUNOLD, TERESE BUCHTA, LUKAS DEEG, NAEMI GRUN, VALENTIN HELL, FELIX HENRICH, MATTHEW HERBST, WASSILY HOLZMANN,

ASHISH JADHAV, CHRISTOPHER JAKOB, ANTON JARECKA, NICOLAS KAHNE, FLORIAN KAISER, MICHAEL KELLER, LEO KNAPP, DANIEL KREUZBERGER, MARTA KRUHLIK, FABIAN KRÄMER, FEDERICA MANTEGAZZINI, DAVID MAZIBRADA, LUKAS MÜNCH, ALEXANDER ORLOW, RAGHAV PANDEY, NATHALIE PROBST, ANDREAS REIFENBERGER, MARKUS RENGER, CHRISTIAN SCHÖTZ, CHRISTIAN STÄNDER, ALEXANDER STOLL, ADRIAN STRIEBEL, DANIEL UNGER, PETER WIEDEMANN, ABDULLAH ÖZKARA und allen anderen derzeitigen und ehemaligen Gruppenmitgliedern, die mit mir zusammen geforscht haben. Wir hatten sehr viel Spaß auf den Tagungen und beim alltäglichen Laborwahnsinn.

Speziell bedanken möchte ich mich bei STEFFEN ALLGEIER, LISA GAMER, LUKAS MÜNCH und DANIEL HENGSTLER, die mich mit VIEL zuckerhaltigem Süßkram versorgten, und stets ein offenes Ohr und eine aufmunternde Geste für mich hatten.

Allen meinen ehemaligen Kollegen und Kolleginnen vom SQUID-Team, unter anderem FELIX AHRENS, FABIENNE BAUER, FELIX HERRMANN, FABIAN KAAP, MATTHÄUS KRANTZ, DANIEL RICHTER, und MATHIAS WEGNER für eine gute Zeit in einem engen Büro.

Den Mitarbeitenden der Probenpräparation, der feinmechanischen Werkstatt, der Helium-Verflüssigung, der Elektronik-Abteilung, der EDV-Abteilung, sowie den Mitarbeitenden der Verwaltung, ohne die nicht viel funktionieren würde. Hierbei möchte ich mich besonders bei RUDI EITEL bedanken, der für alle Probleme des praktischen Lebens eine schnelle und sichere Lösung hat. Außerdem hat sich KNUT AZEROTH stets meiner Elektronik-Probleme angenommen. Danke dafür!

BÉATRICE SCHWÖBEL, die Organisatorisches voll im Griff hat und ohne die ich so manches Mal nicht weiter gewusst hätte.

BRIGITTE NERGER und MAY-BRITT HIEMENZ. Uns verbindet mittlerweile nicht nur die Uni.

Allen fleißigen Korrekturlesenden: ANDREAS ABELN, AXEL BRUNOLD, LISA GAMER, DANIEL HENGSTLER, FELIX HENRICH, NICOLAS KAHNE, LEO KNAPP, LUKAS MÜNCH, ABDULLAH ÖZKARA, NATHALIE PROBST, ALEXANDER STOLL, ADRIAN STRIEBEL, DAVID MAZIBRADA, MARKUS RENGER, PETER WIEDEMANN sowie LENA und BRUNO.

FABIAN KRÄMER fürs Babysitten in der Not.

Meiner Familie, besonders MEINEN ELTERN, MEINEM BRUDER und allen HASEN und IGELN, ohne die mein Leben nicht halb so schön wäre!